



TITLE:

# 海岸標砂に関する基礎的研究( Dissertation\_全文)

AUTHOR(S):

野田, 英明

---

CITATION:

野田, 英明. 海岸標砂に関する基礎的研究. 京都大学, 1970, 工学博士

ISSUE DATE:

1970-07-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r1655>

RIGHT:

# 海岸漂砂に関する基礎的研究

野 田 英 明

昭和45年3月

# 海岸漂砂に関する基礎的研究

野 田 英 明

昭和45年3月

# 海岸漂砂に関する研究

## 目 次

緒 論 .....	1
第1編 海岸漂砂に関する水理学的研究 .....	6
第1章 序 論 .....	6
第2章 波動による境界層理論 .....	7
第1節 概 説 .....	7
第2節 底面における境界層方程式 .....	10
第3節 層流境界層に関する考察 .....	13
第4節 乱流境界層に関する考察 .....	33
第5節 波動による境界層の層流から乱流への遷移限界 .....	64
第6節 結 語 .....	72
第3章 境界層内における質量輸送 .....	81
第1節 概 説 .....	81
第2節 質量輸送速度に関する一般的考察 .....	85
第3節 層流境界層における質量輸送速度 .....	88
第4節 乱流境界層における質量輸送速度 .....	96
第5節 重複波による境界層内の質量輸送に関する実験 .....	119
第6節 結 語 .....	158
第4章 波動による底質の移動 .....	163
第1節 概 説 .....	163
第2節 底質の移動限界 .....	166
第3節 砂れんの発生限界とその特性 .....	185



第 4 節	掃流漂砂とその特性 .....	188
第 5 節	浮遊漂砂とその特性 .....	202
第 6 節	結 語 .....	222
<b>第 2 編</b>	<b>海岸漂砂に伴う地形変化に関する研究 .....</b>	<b>229</b>
第 1 章	序 論 .....	229
第 2 章	海浜変形に関する研究 .....	231
第 1 節	概 説 .....	231
第 2 節	現地海岸の地形変化 .....	233
第 3 節	海浜変形に関する実験 .....	243
第 4 節	結 語 .....	254
第 3 章	港湾泊地の埋没に関する研究 .....	259
第 1 節	概 説 .....	259
第 2 節	港湾泊地埋没の実態 .....	260
第 3 節	港湾泊地の埋没に関する模型 .....	261
第 4 節	結 語 .....	280
第 4 章	河口閉塞に関する研究 .....	283
第 1 節	概 説 .....	283
第 2 節	波浪による河口地形の変化に関する実験 .....	285
第 3 節	河口の断面形状について .....	297
第 4 節	河川流による砂州の崩壊について .....	307
第 5 節	結 語 .....	314
<b>結 論</b>	<b>.....</b>	<b>319</b>

## 緒

## 論

一般に、安定した海岸、もしくは平衡状態に達した海岸というのは、自然力に最も順応した形状をもつ海岸と考えることができる。海浜に作用する外力が時間的・空間的にほぼ一様で変動のない場合、比較的短時間でこのような平衡状態になることが知られている。しかしながら、こうした海岸の安定、もしくは平衡状態が外力の時間的・空間的変動によって中断され、乱されると、海岸はその姿を大きくかえることになる。

海岸浸食、河口閉塞および港湾泊地の埋没などの現象は、こういった海岸の変形過程に関する典型的な代表例と考えられる。しかも、われわれの生活環境を破壊し、災害を引き起こすこれらの現象は、災害の防止および国土保全の立場から考えても、緊急に解決をせまられている海岸工学上の重要課題の一つであるといえる。しかし、現状では、海岸変形の直接原因である漂砂の水理学的特性が十分に把握されていないため、海岸工学上取り扱いが最も困難な問題の一つとなっている。

一方、近年の臨海工業地帯の開発は、わが国の産業を急速に発展せしめ、海岸地帯に大工場群を偏在させる結果となったが、それと同時に、海岸地帯への人口集中化現象を引き起こし、海岸変形に関する諸現象がわれわれの社会生活に対して重大な関連性をもつようになってきた。今後、こうした傾向はますます顕著になると予想され、海岸地帯の利用状態の多様化と高度化の促進が、緊急の問題として強く要望されるようになってきた。今日すでに、海岸は、水産業や鉱工業などの生産の場として、海外貿易や運輸交通の門戸として、さらに海洋開発への進出の場として、その経済的有意性が認識されるとともに、海水浴など人間生活の憩の場としてもその重要性が指摘され、これらの場を提供するために、各種の海岸・港湾施設が構築され、海岸の積極的利用が進められている。しかし、このような構造物を構築すると、その

周辺の海岸の平衡状態が乱され、それが原因となって、構造物自体も悪影響を受けることが多く、しばしば災害の原因となる。このことは、海岸の積極的利用が漂砂の処理という立場から障害となり、海岸線の安定化に対して好ましくない状態をひき起こす場合のあることを示している。したがって、将来における海岸線の利用開発を考えたときには、海岸線の安定化と人工構造物の築造による影響についても十分の考察が必要であって、そのためには、海岸の変形過程を支配する要因を分析し、複雑な海岸変形機構を解明して、調和のとれた総合的対策を樹立することが必要であろう。

以上のように、海岸変形に関する諸現象は、われわれの生活と密接な関連をもち、その影響を受けることも多いため、従来から種々の研究が行なわれ、数多くの成果があげられてきた。とくに、海岸地形の分類に関する自然地理学的研究は、海岸地形の成因と発達過程に関するわれわれの認識を深めるとともに、この方面の研究の体系化に重要な役割をはたしてきた。しかし、このような研究はその取り扱いにおいて、かならずしも力学的な考察が十分でなく、外力特性との関連において、沿岸過程を説明するまでにはいたっていない。一方、海岸工学上の実際的问题を解決するために、海岸過程を力学的に取り扱う試みがなされてきたが、現象を観測することが困難なこと、現象に地域の特徴が存在するため、それを支配する普遍的要素を見い出すことが困難なことなどによって、複雑で、広範な沿岸過程の力学を確立するにはいたっていない。

以上、海岸変形およびそれに直接関連のある漂砂に関する研究の意義を述べてきたが、つぎに、海岸漂砂の現象およびその水理学的特性に言及して、研究上の問題的を明らかにしてみよう。

一般に、漂砂とは、波や流れによって海岸に存在する物質および底質が輸送される現象と定義することができる。したがって、海岸の変形機構を解明して、海岸浸食、河口閉塞および港湾埋没などの現象を解析するためには、海岸漂砂の水理学的挙動を表示する力学的関係を明らかにすることが必要である。

漂砂現象を取り扱う場合、漂砂の移動方向、移動形態およびそれが生ずる位置によって、その特性を分けて考察することが多い。一般に漂砂の移動は

汀線に直角な方向とそれに平行な方向に分けて，また漂砂の移動形態は底質の浮遊と掃流に分けて取り扱われている。汀線に直角な方向の漂砂は一時間ないし数日といった短期間の海浜変動を支配し，汀線に平行な方向のそれは比較的長期間の変化の傾向を決定するといわれている。また，たとえ漂砂の方向が同じであっても，砕波点より沖側における漂砂の挙動は岸側におけるそれとかなり異なるため，一般に，これらは別々に取り扱われるのが普通である。漂砂の大部分を占めるのは，砕波点より岸側のいわゆる「いそ波帯」であるが，この領域における漂砂の移動機構については，砕波という不安定で複雑な現象を含むため，現象の把握が十分でなく，みるべき成果は得られていないというのが現状である。一方，砕波点より沖側における漂砂の移動機構については近年における波動理論の発展に伴ってかなり検討されるようになってきた。

一般に，砕波点より沖側における底面近傍の流体粒子は波運動に伴って周期的往復運動を行なっているが，この波運動による流体力が海底に静止している底質粒子の抵抗力より大きくなると，底質粒子は移動を開始し，さらに，流体力が増大すると，底質は特定の方向に輸送されるようになる。ここで重要なことは，波動のような往復運動がどうして底質を一方向に輸送するのであろうか，ということである。こうした疑問に解答を与えるためには，まずまず海底近傍における流れの内部機構の一般的特性を明らかにし，それにもとづいて底質に作用する流体力を評価する必要がある。従来の研究では，底面近傍の流れが層流の場合，海底摩擦による波高減衰の問題と関連して理論的，実験的検討が加えられ，非定常な振動流における流速分布の特性が明らかにされ，さらに波浪に伴う底面せん断応力の直接測定も試みられ，これらの結果が底質の移動機構を解明する場合にも適用されてきた。しかし，流れが乱流の場合については，特殊な装置を用いて若干の実験が行なわれているにすぎず，現象の測定が十分でないため，まずこうした流れに対する計測法の開発が急務となっているが，海底近傍のごく薄い層にかぎられるため，これもなかなか困難である。

さらに，現地の海岸では，波浪以外に，波による質量輸送，沿岸流および潮流など複雑な流れが生じ，底質の輸送形態が浮遊かあるいは掃流型式かに

よって、漂砂の方向および漂砂量に影響を与える。しかし、こうした流れのすべてを考慮に入れて検討することは不可能に近く、どうしても現象を単純化して、漂砂の移動機構の本質を把握することが必要と考えられる。

上述したように、ただ単に漂砂現象といっても、それに関連する現象は複雑多岐にわたっている。しかも、海底近傍における流れの内部の運動機構が十分に把握されていないため、従来から多くの研究が行なわれてきたにもかかわらず、それらの研究を系統的な展開によって体系化するということはかなり困難であったように思われる。

以上のような意味から、本研究では、波動による海底近傍の流れの内部における運動機構を解析的に究明し、漂砂現象を統一的に把握することをその目的とし、さらに、海岸浸食、港湾泊地埋没および河口閉塞などの実際の問題については、観測研究ならびに実験的研究にもとづいて、巨視的な立場から、これらの現象を支配する普遍的要素を見出し、漂砂水理学との関連を究明して、海岸の変形機構を明らかにしようとするものである。

つぎに、本論文の内容を概括的に示すとつぎのようである。

第1編の海岸漂砂に関する水理学的研究においては、まず漂砂現象を支配する流体の運動について水理学的な機構の解明を試みる。すなわち、波動に伴って底面に発生する層流および乱流境界層の理論について考察した後、この理論にもとづいて漂砂の移動方向を支配する質量輸送の問題を水理学的に究明し、それらの力学的機構を明らかにする。ついで、これらの成果にもとづいて、波による底質の移動限界を理論および実験の両面から検討して明確にするとともに、さらに掃流および浮遊漂砂の移動機構についても実験と観測資料にもとづいて考察し、掃流漂砂に及ぼす水粒子の往復運動と質量輸送の効果を明らかにし、さらに浮遊漂砂にとってきわめて重要な拡散係数について論ずる。

第2編においては、主として漂砂の移動の結果生じる諸現象、とくに、海浜変形、港湾埋没、河口閉塞などの個々の問題をとりあげ、それぞれの問題点を明らかにするとともに、海岸の安定化への過程という巨視的な立場から、これらの現象を支配する一般的な関係を見出すことを試みる。すなわち、海浜変形の問題では、主として海浜の平衡勾配および沿岸砂州の発生限界を実

驗的に解明し，海浜変形の実験結果を現地海岸に適用する場合の問題について論ずる。さらに，港湾埋没に関する問題では，一例としてわが国の一漁港をとりあげ，模型実験によって埋没の原因を究明し，その防止対策について考察する。最後に，河口閉塞の問題については，波による河口砂州の発達と洪水流による砂州の崩壊について論じ，河口閉塞現象を説明するための基礎資料を提供する。

以上のように，本論文は，波動境界層理論について考察し，この理論にもとづいて，漂砂現象やそれに関連する代表的問題を水理学的に究明し，最後に得られた成果をとりまとめて結論としたものである。



# 第1編 海岸漂砂に関する水理学的研究

## 第1章 序 論

一般に、漂砂の現象は meso scale の現象が多いとよく言われるが、これは漂砂現象の直接原因である波浪とそれからえられる結果の間に決定論的な因果関係が成り立っている場合と、現象に影響する要因が多数あってその効果が不確定な場合とが同程度の規模で混在していることを意味すると考えられる。しかしながら、こうした中間領域の問題を統一的に考察する方法論が確立されていないので、普通には現象をできるだけ単純化して micro な立場から力学的に取り扱うか、あるいは macro な立場から、拡散過程として確率統計的に取り扱われている場合が多いようである。

本編では、著者は一貫して漂砂現象を micro な立場から力学的に検討して、漂砂の移動機構を究明する。

いま、その研究対象を大別すると、つぎのようである。すなわち、

- (1) 底質移動の原因である流体の運動機構を水理学的に究明すること、
- (2) 漂砂の移動方向、移動型式および漂砂量を決定する要素を見い出すこと、および
- (3) これらの結果を総合して漂砂の移動機構を解明すること。

本編においてはこうした問題について詳細な検討を行なう。

## 第2章 波動による境界層理論

### 第1節 概 説

漂砕の運動は，緒論で述べたように，その上にある流体の運動に基因するわけであるから，漂砕の運動機構を解析するにあたっては，まず波動運動に伴って海底に発達する境界層内の流れの挙動を明らかにする必要がある。こうした波運動による境界層の発達とその流れの挙動に関する研究は，従来から海底摩擦による波高減衰の問題と関連して取り扱われ，種々の条件のもとで発達する境界層内の流れの内部機構が明らかにされてきた。すなわち，波運動に伴って底面に発達する層流境界層の概念および解析法は，古く Stokes<sup>1)</sup> が静水中におかれた平板を振動させ，その板上に発達する境界層内の流れを解析して以来，Longuet-Higgins<sup>2)</sup> (1953)，Li<sup>3)</sup> (1954) などによって，体系化，一般化されて，近年における波動境界層理論の基礎となった。その後，Manohar<sup>4)</sup> (1955)，Kalkanis<sup>5), 6)</sup> (1957, 1964) らは振動板を用いて境界層の発達を実験的に研究し，これらの理論を検証するとともに，流れの安定性についても言及し，波運動への適用も試みている。しかしながら，このような振動板によって発達する境界層は，波動運動に伴うそれと類似の現象ではあるが，かならずしも同一の現象ではないと考えられ，このような方法によって波運動に伴う現象を再現できると考えることには問題がある。このような疑問に対し，岩佐<sup>7)</sup> (1959) は，孤立波の底面摩擦による波高減衰を論じるにあたって，孤立波に対する境界層の発達を運動量方程式にもとづいて理論的に考察し，波高減衰に関する理論式を導いた。また，Longuet-Higgins<sup>8)</sup> (1958)，Eagleson<sup>9), 10)</sup> (1959, 1962) らは，線型境界層方程式に微小振幅波理論を適用して，浅海進行波に対する層流境界層の発達と流れの挙動を明らかにする線型理論を展開しているが，Grosch, Lukasik<sup>(1), (2)</sup> ら (1960, 1963)，および岩垣・土屋<sup>13)</sup> (1966) らは，非線型境界層方程式に微小振幅波理論を適用して層流

境界層の発達と波高減衰を理論的に考察し、非線型項の効果を明らかにした。

つぎに、これらに関する実験的研究においては、現象が底面のごく近傍に局限されているため、また流速測定が決定的手段がないために、理論的研究を十分に検証するにはいたっていない。しかし、上述した Eagleson<sup>10)</sup> および 岩垣・土屋<sup>13)</sup> は、浅海進行波による層流境界層に対して底面摩擦応力を直接測定して理論と比較し、詳細な考察を行なっている。さらに、Lukasik-Grosch<sup>14)</sup> (1963) は現地観測によって、水深12mの海底付近で速度分布を測定し、周期8 sec.の波に対し、境界層厚がほぼ0.5cmになることを見い出している。

一方、乱流境界層に関する研究は海岸工学上非常に重要であるにもかかわらず、現象の複雑さのために解析が非常に困難であって、最近までほとんど研究が行なわれていなかった。しかも、実験室においてさえ現象の観測と測定が困難なため最近まで現象の測定が十分でなかったが、近年 Jonsson<sup>15)</sup> (1963) および Carlsen<sup>16)</sup> (1967) らはU字管内で発生させた振動流（現地の海底における流れと類似の性質をもつと考えられる）について速度分布を測定し、乱流境界層の場合の底面摩擦応力やエネルギー散逸率を算出し、底面近くの流速分布は周期的運動であっても対数分布に近いことを見出した。さらに、近年にいたって、この複雑な乱流境界層の発達についても、梶浦<sup>17), 18)</sup> (1964, 1968) および Johns<sup>19)</sup> (1968) などによって理論的研究が行なわれはじめ、境界層内の流れの内部機構に対する理論的解析の緒がひらかれるようになってきた。しかし、これらの研究においても、まだ解明されていない問題が多々あり、論議すべき点も少なくない。

以上の問題と関連して、境界層の層流から乱流への遷移に関する問題は、上述した理論解析結果の適用範囲を規定する上で、きわめて重要である。また、その遷移限界やそれに関連する底面の粗滑条件などの物理量を明らかにすることは、流体運動の安定性や内部機構を知るために重要である。底面の粗滑の条件を考慮に入れた層流・乱流の遷移限界は、層内の水粒子運動が、層流であるか乱流であるかによって本質的に異なると考えられるため、これに伴っておこる諸現象を観測することによって、その限界を決定することができよう。たとえば、上述した Li, Manohar および Kalkanis らは、振動

板上の境界層内に染料を投入する方法によって流況を観察し、遷移限界を実験的に求めているが、Vincent<sup>20)</sup>(1958)も同様の方法によって、浅海進行波に対して検討を加えている。また、Yalin - Russell<sup>21)</sup>(1966)および岩垣・陳<sup>22)</sup>(1968)らはそれぞれ長波および浅海波の底面摩擦力を測定し、抵抗係数を算出し、そうして層流理論と比較して粗面の場合の遷移限界を明らかにしている。一方、Brebner - Collins<sup>23)</sup>(1961)は、浅海進行波のもとで発達する境界層内の流れが層流か乱流かによって、その層内における質量輸送速度が異なることに着目して、実験的に層流 - 滑面乱流の遷移限界を定め、その後、Brebner - Askew - Law<sup>24)</sup>(1966)は同じ方法によって、層流 - 粗面乱流の限界を求めた。さらに、Jonsson<sup>25)</sup>(1966)は上述した波の実験結果を集成して、短周期の波動運動に対する境界層の層流 - 乱流遷移の限界を底面の粗滑を考慮に入れて定め、それぞれの領域に適用すべき抵抗法則を提案した。しかしながら、以上の研究において、層流境界層の場合、微小振幅波理論を適用していること、乱流境界層における内部構造や層流の安定性などの問題が十分に検討されていないことなど、さらに詳細に吟味すべき点が少なくない。

本章では、第2節で、非定常流の境界層方程式を吟味するとともに、波動運動における摩擦過程を記述するために、定常流で用いられている定義とはことなった摩擦係数に対する定義を与え、波動による境界層解析の方向について述べる。第3および第4節では、それぞれ、層流および乱流境界層内の流れについて考察し、境界層内の流速分布、底面せん断応力、抵抗法則について論ずる。とくに、層流境界層に対しては、解析の便宜上、浅海重複波の場合に重点をおいて述べるが、この場合、非線型境界層方程式に有限振幅板理論を適用して、波動理論における高次項および境界層理論における非線型項の効果についても吟味する。第5節では、第3、第4節で導かれた物理量を用いて従来の実験結果を再整理し、層流 - 乱流の遷移限界の検討を行なう。第6節では、本章が、次章以下の研究の基礎となる点を考慮して、その内容を要約し、問題点を明らかにするつもりである。

## 第2節 底面における境界層方程式

波動によって海底に発達する境界層内の流れに対する基礎方程式は，層流，乱流とも同じ手法によって導かれる。したがって，ここではまず，取り扱いの明確な層流の場合について検討し，ついで乱流の場合について説明を補足する。

いま，図1・2・1に示すように， $x$ 軸を水平な底面に， $z$ 軸を底面より鉛直上方にとり，それぞれの座標に対する境界層内の速度成分を $u$ および $w$ とすると，流体が非圧縮性で，かつその運動が非定常な場合の2次元層流境界層方程式は，一般に，Navier -

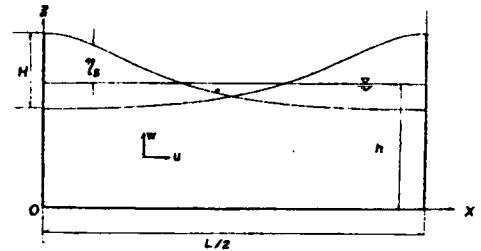


図1・2・1 座標系および記号の説明

Stokes の式および Euler の連続式から，つぎのように与えられる。すなわち，

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 1)$$

である。ここに， $t$ は時間， $p$ は圧力， $\nu$ は流体の動粘性係数， $\rho$ は流体の密度である。

一般に，運動方程式に含まれる微小項を省略するために，各項を比較すると，境界層内における鉛直方向の圧力は一定として取り扱えることがわかる。すなわち，境界層内において，圧力 $p$ は $z$ 方向には変化せず，結局，境界層外縁における圧力に等しいということになる。さて，(1・2・1)式の圧力 $p$ は $x$ と $t$ の関数であるが，(1・2・1)式を解くためにはあらかじめ $p$ が分っていなければならない。境界層の外部の流れは完全流体の流れであるから，境界層外縁における水平方向の速度成分を $u_\infty$ とすると，圧力 $p$ は

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial u_{\infty}}{\partial t} + u_{\infty} \frac{\partial u_{\infty}}{\partial x} \quad (1 \cdot 2 \cdot 1 a)$$

の関係によって表わされる。波動運動の場合， $u_{\infty}$  は非回転波動理論によってえられる底面速度  $u_b$ （既知量）に等しいものとする。

つぎに，底面摩擦応力  $\tau$  を用いて，(1・2・1) 式を書きかえ， $u$  および  $w$  を乱れに関して時間的に平均した速度成分と考えるならば，乱流境界層に対する境界層方程式は，

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial z} \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 2)$$

となるが，圧力  $p$  は(1・2・1 a) 式によって与えられるので，(1・2・2) 式における未知関数は  $u$ ， $w$  および  $\tau$  となる。したがって，この微分方程式を解くためには，未知関数の間の関係を表わすもう一つの式が必要である。一般には，摩擦応力  $\tau$  に対して，

$$\frac{\tau}{\rho} = N z \frac{\partial u}{\partial z} \quad (1 \cdot 2 \cdot 3)$$

を仮定する。ここに， $N z$  は渦動粘性係数といわれるもので，層流の場合の動粘性係数に対応する物理量であるが，乱流の場合には一般に， $z$  の関数となる。

以上より，層流境界層内の流れは，(1・2・1) 式により決定され，乱流境界層の流れは(1・2・2) および(1・2・3) 式を用いて解析することができる。この場合，それぞれの流れに対する境界条件は

$$z = 0 \quad \text{で} \quad u = 0 \quad (1 \cdot 2 \cdot 4)$$

$$z \rightarrow \infty \quad \text{で} \quad u = u_{\infty} \quad (1 \cdot 2 \cdot 5)$$

と表わされる。



つぎに、波による底面摩擦と、波の特性とくに底面速度との関連を明らかにするためには、波の場合を対象とした抵抗法則が確立されねばならない。したがって、ここでは、波動による摩擦応力、摩擦速度については定常流の場合と若干異なった定義を用いることにする。これは摩擦応力と底面速度の時間的变化の間に位相差が存在するためである。

いま、高さ  $z$  における摩擦応力を  $\tau$  として、

$$\frac{\tau}{\rho} = u_*^* u^* \quad (1 \cdot 2 \cdot 6)$$

と定義する。ここに、 $u^*$  は高さ  $z$  における摩擦速度であり、 $u_*^*$  は底面における最大摩擦速度である。つぎに、底面における摩擦応力および摩擦速度をそれぞれ  $\tau_b$  および  $u_b^*$  とすると、(1・2・6) 式の関係から、

$$\tau_b / \rho = u_*^* u_b^* \quad (1 \cdot 2 \cdot 7)$$

と表わされる。さらに、 $\theta$  を  $x$  および  $t$  の関数とし、 $u_b$  を

$$u_b = u_0 e^{i\theta} \quad (1 \cdot 2 \cdot 8)$$

と表わし、底面摩擦速度  $u_b^*$  と底面速度  $u_b$  との位相差を  $\psi$  とすると、

$$u_b^* = u_*^* e^{i(\theta+\psi)} \quad (1 \cdot 2 \cdot 9)$$

と表わされることになる。そこで、 $C_f$  を底面摩擦係数として、

$$\tau_b / \rho = C_f u_0 u_\infty \quad (1 \cdot 2 \cdot 10)$$

と定義するならば、(1・2・7)、(1・2・8) および (1・2・9) 式を用いて (1・2・10) 式は

$$C_f = C_{f0} e^{i\psi} \quad (1 \cdot 2 \cdot 11)$$

と表わされることになる。ここに、 $C_{f0}$  は底面摩擦係数の最大値であって、

$$C_{f0} = (u_*^* / u_0)^2 \quad (1 \cdot 2 \cdot 12)$$

で与えられる。

### 第3節 層流境界層に関する考察

#### 3・1 層流境界層内の流れの解析

##### 3・1・1 セツ動法による級数表示

上述したように，問題は，(1・2・1)式で示される層流境界層内の流れの基礎式を，(1・2・4)および(1・2・5)式で示される境界条件のもとに解くことであるが，(1・2・1)式の微分方程式系は非線型であって，一般に解をうることができない。そこで，このような問題に対しては，未知関数がある微小量のべき級数に展開して，各次数ごとに逐次近似解を求めていく「セツ動法」がしばしば用いられる。こうした近似解を計算するためには，(1・2・1)式で示される変数をすべて無次元量に書きかえた方が便利である。いま，長さの代表値として波長 $L$ および $(\nu/\sqrt{kg})^{1/2}$ を，また，速度のそれとして $\sqrt{g/k}$ を選び(1・2・1)式の各変数を無次元化すると表1・2・1のようになる。ここに， $k=2\pi/L$ であり， $H$ は波高， $T$ は周期， $h$ は水深， $g$ は重力の加速度である。

表1・2・1 変数変換表

	呼 称	次 元 量	無 次 元 量
基 本 量	波 長	$L$	
	周 期	$T$	
	波 数	$k=2\pi/L$	
	波高(第1次近似)	$H$	$\epsilon=H/L$
	水 深	$h$	$h^+=kh$
既 知 量	角 振 動 数	$\omega=2\pi/T$	$\omega=\omega^+\sqrt{gk}$
	底 面 速 度	$u_b \equiv u_\infty$	$u_\infty=\sqrt{g/k} \cdot u_\infty^+$
	圧 力	$p$	$p=(\rho g/k) p^+$

	呼 称	次 元 量	無 次 元 量
独立変数	水平座標	$x$	$x^+ = kx$
	鉛直座標	$z$	$z^+ = z / (\nu / \sqrt{gk})^{1/2}$
	時 間	$t$	$t^+ = \omega t$
未知関数	水平方向の速度成分	$u$	$u = \sqrt{g/k} \cdot u^+$
	鉛直方向の速度成分	$w$	$w = (\nu \sqrt{gk})^{1/2} w^+$

さて、表1・2・1に示される無次元量を用いて、(1・2・1)式を無次元化すると、

$$\left. \begin{aligned} \omega^+ \frac{\partial u^+}{\partial t^+} + u^+ \frac{\partial u^+}{\partial x^+} + w^+ \frac{\partial u^+}{\partial z^+} &= -\frac{\partial p^+}{\partial x^+} + \frac{\partial^2 u^+}{\partial z^{+2}} \\ \frac{\partial u^+}{\partial x^+} + \frac{\partial w^+}{\partial z^+} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1 \cdot 2 \cdot 13)$$

となる。ここに、

$$-\frac{\partial p^+}{\partial x^+} = \omega^+ \frac{\partial u_{\infty}^+}{\partial t^+} + u_{\infty}^+ \frac{\partial u_{\infty}^+}{\partial x^+} \quad (1 \cdot 2 \cdot 13a)$$

である。また、上式の満足すべき境界条件は、(1・2・4)および(1・2・5)式から、

$$\left. \begin{aligned} z^+ = 0 \quad &\text{で} \quad u^+ = w^+ = 0 \\ z^+ \rightarrow \infty \quad &\text{で} \quad u^+ = u_{\infty}^+ \end{aligned} \right\} \quad (1 \cdot 2 \cdot 14)$$

である。さて、この場合の未知関数は $u^+$  および $w^+$  であって、 $u_{\infty}^+$  および $\omega^+$  はすでに非回転波動理論から求められている値を用いることにする。

( $\omega^+$  の意味は、波長 $L$ を固定して、その波長 $L$ に対応する周期 $T$ を求めることである。)いま、これらの関数を微小量 $\varepsilon = H/L \ll 1$ に関して Taylor 展開し、

$$u^+(x^+, z^+, t^+; \varepsilon) = u_{(0)}^+ + \varepsilon u_{(1)}^+ + \varepsilon^2 u_{(2)}^+ \dots$$

$$w^+(x^+, z^+, t^+; \varepsilon) = w_{(0)}^+ + \varepsilon w_{(1)}^+ + \varepsilon^2 w_{(2)}^+ \dots$$

とする。運動を静止の状態に対するせつ動と考えるならば，静止の状態では  $\varepsilon = 0$  であるから， $u^+(x^+, z^+, t^+, 0) \equiv u_{(0)}^+ = 0$  でなければならない。これは  $w^+$  についてもいえる。したがって， $\varepsilon = H/L$  による (1・2・13) 式のせつ動解は，

$$\left. \begin{aligned} u^+ &= \varepsilon u_{(1)}^+ + \varepsilon^2 u_{(2)}^+ + \dots \\ w^+ &= \varepsilon w_{(1)}^+ + \varepsilon^2 w_{(2)}^+ + \dots \end{aligned} \right\} \dots (1 \cdot 2 \cdot 15)$$

と表わせる。なお，非回転波動理論によって求められた， $u_{\infty}^+$  および  $w^+$  も，取り扱いの便宜上，

$$u_{\infty}^+ = \varepsilon u_{\infty 1}^+ + \varepsilon^2 u_{\infty 2}^+ + \dots (1 \cdot 2 \cdot 16)$$

$$\omega^+ = \omega_0^+ + \varepsilon \omega_1^+ + \varepsilon^2 \omega_2^+ + \dots (1 \cdot 2 \cdot 17)$$

とおく。上式および (1・2・15) 式を (1・2・13) 式に代入し，微量  $\varepsilon$  の 1 乗および 2 乗の項について両辺の各項ごとに成立する関係を求め， $u_{(1)}^+, u_{(2)}^+, \dots$  および  $w_{(1)}^+, w_{(2)}^+, \dots$  を決定するならば，高次のせつ動解を求めることができる。

したがって，(1・2・15)，(1・2・16) および (1・2・17) 式を (1・2・13) 式に代入して  $\varepsilon$  の各乗数ごとに整理すると，つぎのような関係がえられる。なお，以下本節では，記述の簡単のために，記号 ( ) を省略する。

$\varepsilon^1$  :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u_1^+}{\partial t^+} - \frac{1}{\omega_0^+} \frac{\partial^2 u_1^+}{\partial z^{+2}} &= \frac{\partial u_{\infty 1}^+}{\partial t^+} \\ \frac{\partial u_1^+}{\partial x^+} + \frac{\partial w_1^+}{\partial z^+} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots (1 \cdot 2 \cdot 18)$$

$\varepsilon^2$ :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u_2^+}{\partial t^+} - \frac{1}{\omega_0^+} \frac{\partial^2 u_2^+}{\partial z^{+2}} &= \frac{\partial u_{\infty 1}^+}{\partial t^+} + \frac{\omega_1^+}{\omega_0^+} \left( \frac{\partial u_{\infty 1}^+}{\partial t^+} - \frac{\partial u_1^+}{\partial t^+} \right) \\ &+ \frac{u_{\infty 1}^+}{\omega_0^+} \frac{\partial u_{\infty 1}^+}{\partial x^+} - \left( \frac{u_1^+}{\omega_0^+} \frac{\partial u_1^+}{\partial x^+} + \frac{w_1^+}{\omega_0^+} \frac{\partial u_1^+}{\partial z^+} \right) \end{aligned} \right\} (1 \cdot 2 \cdot 19)$$

$$\frac{\partial u_2^+}{\partial x^+} + \frac{\partial w_2^+}{\partial z^+} = 0$$

(1・2・18)および(1・2・19)両式は線型方程式であるが、前者はLonguet — Higgins<sup>8)</sup>が求めた第1次近似解の基礎式である。また、後者は、右辺第1および第2項が境界層外縁の速度に対し有限振幅波理論を適用することを意味し、右辺第3項以下は非線型の効果を示すものである。

### 3・1・2 浅海重複波の第2次近似解

ここでは、浅海重複波による層流境界層内の流速を第2次近似解まで求めるが、境界層外縁の速度成分に対し有限振幅波理論を適用するので、計算にさきだって、従来の非回転性浅海重複波理論についてその概略を述べる。

#### (a) 従来の非回転性重複波理論

重複波に関する研究はかなり古くから行なわれてきたが、その研究方法は二つに大別されよう。その一つはトロコイド波理論であり、他の一つは流体の非回転運動にもとづく理論である。前者の代表的な研究として、Sainflou<sup>26)</sup>の重複波理論をあげることができるが、このトロコイド波は無渦運動ではないので厳密な解とはいえない。一方、後者としてはStokesに始まる非回転性有限振幅重複波があり、その後多くの研究が行なわれている。とくに、PennyおよびPrice<sup>27)</sup>は深海重複波に対して精密な計算を行なっている。また浅海重複波に関しては、Gourret<sup>28)</sup>(1935), Miche<sup>29)</sup>(1944), 岸<sup>30)</sup>(1957), TadjbakhshおよびKeller<sup>31)</sup>(1960)や合田<sup>32)</sup>(1966)がそれぞれ精密な計算を行ない、興味深い

理論的考察を行なっている。いまこうした非回転性の浅海重複波理論を近似の程度によって分類すると表1・2・2のようになる。

表1・2・2 浅海重複波理論

Small amplitude theory	1st approximation	Airy
Finite amplitude theory	2nd approximation	Gourret, Miche, Penny and Price, Kishi
	3rd approximation	Tadjbakhsh and Keller
	4th approximation	Goda

上述した各理論の近似度を比較検討するために，浅海重複波の諸特性のうち，波形の第2次近似解を示すと，

$$2\eta_s/H = \cos kx \cdot \sin \omega t + (\pi/8)\epsilon(\coth kh)K \cdot (1 \cdot 2 \cdot 20)$$

となる。ここに， $\eta_s$  は図1・2・2に示されるように，水位の上昇量であり， $K$ は，それぞれ

1) Miche の解

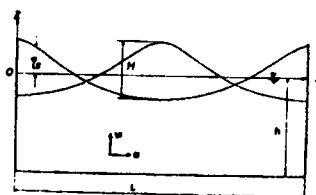


図1・2・2 座標系と記号の説明  
(浅海重複波)

$$K = \frac{1 - (1/2) \operatorname{sech}^2 kh - \{1 + (3/2) \cosh^2 kh\} \cos 2\omega t}{\cos 2kx} \quad (1 \cdot 2 \cdot 21)$$

2) 岸の解

$$K = 1 + \left(1 - \frac{1}{2} \operatorname{sech}^2 kh - \frac{2 \sinh^2 kh + 3}{2 \sinh^2 kh} \cos 2\omega t\right) \cos 2kh \quad (1 \cdot 2 \cdot 22)$$



### 3) Tadjbakhsh および Keller の解

$$K = - \left\{ \frac{1}{2} \operatorname{sech}^2 kh + \left( 1 + \frac{3}{2 \sinh^2 kh} \right) \cos 2\omega t \right\} \cos 2kx$$

..... ( 1・2・23 )

で表わされる。以上の各式から明らかなように、有限振幅波理論（第2次近似）の波形は $\varepsilon$ の order で、各式に若干の相違がみられる。岸の解は $x$ 軸と平均水面とが一致しないため、これらの式中の $h$ は補正を必要とする。これについては、岩垣・山口<sup>33)</sup>の論文に詳しく説明されている。一方、Tadjbakhsh および Keller の解は平均水面と $x$ 軸が一致するように解かれている。こうした平均水面のちがいや近似の程度によって相違がおこると考えられるが、それらの適合性は明確でない。

つぎに、後述する境界層理論の展開に必要な浅海重複波の特性のうち、波長 $L$ と周期 $T$ の関係を示す(1・2・17)式を非回転理論によって表現すると、

$$\left. \begin{aligned} \omega_0^{+2} &= \tanh kh^+ \\ \omega_1^+ &= 0 \\ \omega_2^+ &= \omega_0^+ (9\omega_0^{+2} - 12\omega_0^{+4} - 2\omega_0^{+6} - 3) / 32 \end{aligned} \right\} (1 \cdot 2 \cdot 24)$$

となる。したがって、第2次近似における波長 $L$ と周期 $T$ の関係は、表1・2・1を用いて普通の記号に書きかえると、(1・2・24)の第1式と第2式から

$$L = (gT^2/2\pi) \tanh kh \quad (1 \cdot 2 \cdot 25)$$

となり、微小振幅波理論によるものと同じであることがわかる。さらに、底面における水粒子の速度成分( $u_\infty$ ,  $w_\infty$ )は、

$$\begin{aligned}
 u_{\infty} = & -\pi \varepsilon \left( \frac{g}{k} \right)^{1/2} \frac{(\tanh kh)^{1/2}}{\sinh kh} \sin kx \cdot \cos \omega t \\
 & - \frac{3}{8} \pi^2 \varepsilon^2 \left( \frac{g}{k} \right)^{1/2} \frac{(\tanh kh)^{1/2}}{(\sinh kh)^4} \cos 2kx \cdot \sin 2\omega t \Bigg\} \\
 w_{\infty} = & 0
 \end{aligned}
 \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 26)$$

となる。上式の結果と，(1・2・16)式を比較すると，

$$\begin{aligned}
 u_{\infty 1}^+ = & \alpha_1(x^+) \cos t^+ \\
 u_{\infty 2}^+ = & \alpha_2(x^+) \sin 2t^+
 \end{aligned}
 \Bigg\}
 \quad (1 \cdot 2 \cdot 27)$$

であることがわかり，さらに，

$$\begin{aligned}
 \alpha_1(x^+) = & -\pi \frac{(\tanh h^+)^{1/2}}{\sinh h^+} \sin x^+ \\
 \alpha_2(x^+) = & -\frac{3}{8} \pi^2 \frac{(\tanh h^+)^{1/2}}{(\sinh h^+)^4} \cos 2x^+
 \end{aligned}
 \Bigg\}
 \quad (1 \cdot 2 \cdot 28)$$

で表わされる。

以上の結果からも明らかなように，表1・2・2で示した有限振幅波理論では，水粒子の速度成分はいづれの理論でも第2次近似までまったく一致することになる。

#### (b) 浅海重複波による層流境界層の発達

浅海重複波の場合には，図1・2・2に示すように， $x$ 軸を水平な底面に， $z$ 軸を鉛直壁にそって上向きにとる方が便利である。層流境界層内の流速をせつ動法によってうるためには，まず第一に，(1・2・18)式で示される微分方程式を解いて，第1次近似解をえなければならない。いま，

$\eta^+ = z^+ \sqrt{\omega_0^+ / 2}$  と変数変換を行なうと (1・2・18) 式は,

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u_1^+}{\partial t^+} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \eta^{+2}} &= \frac{\partial u_{\infty 1}^+}{\partial t^+} \\ \frac{\partial u_1^+}{\partial t^+} + \sqrt{\frac{\omega_0^+}{2}} \frac{\partial w_1^+}{\partial \eta^+} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1 \cdot 2 \cdot 29)$$

となる。そこで、表1・2・1における  $z^+$  および (1・2・24), (1・2・25) 式の関係を用いると

$$\eta^+ = z / \sqrt{2} \delta \quad (1 \cdot 2 \cdot 30)$$

となり、ここに

$$\delta = (\nu T / 2\pi)^{1/2} \quad (1 \cdot 2 \cdot 31)$$

であって、この  $\delta$  は境界層厚を規定するパラメータである。

(1・2・29) 式に対する境界条件は

$$\eta^+ = 0 \quad \text{で} \quad u_1^+ = w_1^+ = 0$$

$$\eta^+ \rightarrow \infty \quad \text{で} \quad u_1^+ = u_{\infty 1}^+$$

である。なお、以下本節においては記述の簡単のために、 $+$  を省略して普通字体で無次元量を示すことにする。(1・2・29) 式は線型微分方程式であって、その解は、

$$u_1 = \alpha_1(x) \{ \cos t - e^{-\eta} \cos(t-\eta) \} \quad (1 \cdot 2 \cdot 32)$$

$$w_1 = -\frac{1}{\sqrt{\omega_0}} \frac{d\alpha_1}{dx} \left\{ \sqrt{2} \eta \cos t - \cos\left(t - \frac{\pi}{4}\right) + e^{-\eta} \cos\left(t - \eta - \frac{\pi}{4}\right) \right\} \quad (1 \cdot 2 \cdot 33)$$

で与えられる。

つぎに、第2次近似解をうるためには、(1・2・32)および(1・2・33)式を考慮して(1・2・19)式を解く必要がある。そこで、まず、(1・2・19)式において、(1・2・24)式の第2式すなわち $\omega_1=0$ を考慮して(1・2・19)式を整理すると、

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \eta^2} = \frac{\partial u_{\infty 2}}{\partial t} + \frac{1}{\omega_0} \left\{ u_{\infty 1} \frac{\partial u_{\infty 1}}{\partial x} - \left( u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + \sqrt{\frac{\omega_0}{2}} w_1 \frac{\partial u_1}{\partial \eta} \right) \right\}$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial x} + \sqrt{\frac{\omega_0}{2}} \frac{\partial w_1}{\partial \eta} = 0 \quad (1 \cdot 2 \cdot 34)$$

となる。さらに、(1・2・34)式の第1式に(1・2・27)、(1・2・32)および(1・2・33)式を代入して整理すると、結局、 $u_2$ に關する方程式は、

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \eta^2} = 2\alpha_2 \cos 2t + \frac{1}{2} \frac{\alpha_1}{\omega_0} \frac{d\alpha_1}{dx} e^{-\eta} \times$$

$$\times \{ (1+\eta) \cos(2t-\eta) - \eta \sin(2t-\eta) \}$$

$$+ \{ (2+\eta) \cos \eta + (\eta-1) \sin \eta - e^{-\eta} \}$$

$$\dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 35)$$

となる。(1・2・35)式から明らかなように、 $u_2$ には時間に関係する項と関係しない項の存在することがわかる。したがって、Schlichting<sup>34)</sup>と同様に $u_2$ を時間に関係する項 $u_{2p}$ と無関係な項 $u_{2s}$ とに分け、

$$u_2 = u_{2p} + u_{2s} \quad (1 \cdot 2 \cdot 36)$$

とする。(1・2・35)および(1・2・36)式對する境界条件は、 $\eta=0$ で $u_{2p}=u_{2s}=0$ 、 $\eta \rightarrow \infty$ で $u_{2p}=u_{\infty 2}$ 、 $\partial u_{2s}/\partial z=0$ で与えられる。これらの境界条件を満足する(1・2・35)式の解は若干の計算により求められ、結局

$$\begin{aligned}
u_2 = & \alpha_2 \{ \sin 2t - e^{-\sqrt{2}\eta} \sin(2t - \sqrt{2}\eta) \} \\
& + \frac{1}{2} \frac{\alpha_1}{\omega_0} \frac{d\alpha_1}{dx} \{ e^{-\sqrt{2}\eta} \sin(2t - \sqrt{2}\eta) - e^{-\eta} \sin(2t - \eta) \\
& + \sqrt{2}\eta e^{-\eta} \cos(2t - \eta - \frac{\pi}{4}) \} + \frac{1}{4} \frac{\alpha_1}{\omega_0} \frac{d\alpha_1}{dx} \{ -3 + e^{-2\eta} + \\
& + 8e^{-\eta} \sin \eta + 2e^{-\eta} \cos \eta - 2\sqrt{2}\eta e^{-\eta} \cos(\eta + \frac{\pi}{4}) \}
\end{aligned}$$

( 1 · 2 · 3 6 )

となる。以上の結果から，層流境界層内の水平速度成分に対する第2次近似解は，( 1 · 2 · 1 5 ) 式の第1式に，( 1 · 2 · 3 2 ) および( 1 · 2 · 3 6 ) 式を代入して整理すると，無次元形でつぎのようになる。すなわち，

$$\begin{aligned}
u = & -\pi \frac{\varepsilon \omega_0}{\sinh h} \sin x \{ \cos t - e^{-\eta} \cos(t - \eta) \} \\
& - \frac{3}{8} \pi^2 \frac{\varepsilon^2 \omega_0}{(\sinh h)^4} \cos 2x \{ \sin 2t - e^{-\sqrt{2}\eta} \sin(2t - \sqrt{2}\eta) \} \\
& + \frac{1}{4} \pi^2 \frac{\varepsilon^2 \omega_0}{(\sinh h)^2} \sin 2x \{ e^{-\sqrt{2}\eta} \sin(2t - \sqrt{2}\eta) - e^{-\eta} \sin(2t - \eta) \\
& + \sqrt{2}\eta e^{-\eta} \cos(2t - \eta - \frac{\pi}{4}) \} \\
& + \frac{1}{8} \pi^2 \frac{\varepsilon^2 \omega_0}{(\sinh h)^2} \sin 2x \{ -3 + e^{-2\eta} + 8e^{-\eta} \sin \eta + 2e^{-\eta} \cos \eta \\
& - 2\sqrt{2}\eta e^{-\eta} \cos(\eta + \frac{\pi}{4}) \}
\end{aligned}$$

( 1 · 2 · 3 7 )

と表わされる。以上の式を用いると，摩擦応力や流速分布の特性を検討することができるが，これについては次項以下にのべる。

### 3・1・3 浅海進行波の第2次近似解

進行波の場合，有限振幅波理論による波長  $L$  と周期  $T$  の関係は，第3次近似において，

$$\frac{L}{T} = \left( \frac{gL}{2\pi} \tanh kh \right)^{1/2} \left( 1 + \pi^2 \varepsilon^2 \frac{\cosh 4kh + 8}{8(\sinh kh)^4} \right)^{1/2}$$

で与えられる。したがって，(1・2・17)式のように上式を表わすと，

$$\omega^+ \equiv \frac{\omega}{\sqrt{gk}} = \sqrt{\tanh kh} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \pi^2 \varepsilon^2 \frac{\cosh 4kh + 8}{8(\sinh kh)^4} + \dots \right\} \quad (1 \cdot 2 \cdot 38)$$

となる。したがって，無次元角振動数 (+ を省略する) は，結局

$$\left. \begin{aligned} \omega_0^+ &= \tanh h \\ \omega_1 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1 \cdot 2 \cdot 39)$$

となり，浅海重複波の場合と一致する。一方，境界層外縁の水粒子の速度成分すなわち非回転理論における底面速度 ( $u_\infty, w_\infty$ ) は Wiegel<sup>35)</sup> によって示されているように，それぞれ，無次元化して表わすと，

$$\left. \begin{aligned} u_\infty &= \varepsilon u_{\infty 1} + \varepsilon^2 u_{\infty 2} + \dots \\ u_{\infty 1} &= \alpha_1 \cos(x-t) \\ u_{\infty 2} &= \alpha_2 \cos 2(x-t) \\ w_\infty &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1 \cdot 2 \cdot 40)$$

であり，ここに，

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= \pi \omega_0 / \sinh h \\ \alpha_2 &= (3/4) \pi^2 \omega_0 / (\sinh h)^4 \end{aligned} \right\} \quad (1 \cdot 2 \cdot 41)$$

である。



以上の結果を用いて層流境界層内の速度分布を決定するために，浅海重複波の場合と同様，( 1・2・18 ) 式を用いて第 1 次近似解を求めると，

$$u_1 = \frac{\pi \omega_0}{\sinh h} \{ \cos(x-t) - e^{-\eta} \cos(x-t+\eta) \} \dots\dots\dots ( 1 \cdot 2 \cdot 42 )$$

$$w_1 = \frac{\pi \sqrt{\omega_0}}{\sinh h} \left\{ \sqrt{2} \eta \sin(x-t) + e^{-\eta} \cos\left(x-t+\eta-\frac{\pi}{4}\right) - \cos\left(x-t-\frac{\pi}{4}\right) \right\} \dots\dots\dots ( 1 \cdot 2 \cdot 43 )$$

さらに，水平方向の速度成分  $u_2$  に対する解は，( 1・2・19 ) 式から

$$\begin{aligned} u_2 = & \frac{3}{4} \pi^2 \frac{\omega_0}{(\sinh h)^4} \{ \cos 2(x-t) - e^{-\sqrt{2}\eta} \cos 2(x-t+\eta/\sqrt{2}) \} \\ & + \frac{1}{2} \pi^2 \frac{\omega_0}{(\sinh h)^2} \{ e^{-\eta} \cos \{ 2(x-t) + \eta \} - \sqrt{2} \eta e^{-\eta} \\ & \quad \cos \{ 2(x-t) + \eta - \frac{\pi}{4} \} - e^{-\sqrt{2}\eta} \eta \\ & \quad \cos 2(x-t+\eta/\sqrt{2}) \} \\ & + \pi^2 \frac{\omega_0}{(\sinh h)^2} \left\{ \frac{1}{4} e^{-2\eta} + \frac{1}{2} e^{-\eta} \sin \eta - e^{-\eta} \cos \eta \right. \\ & \quad \left. - \frac{1}{\sqrt{2}} \eta e^{-\eta} \sin\left(\eta + \frac{\pi}{4}\right) + \frac{3}{4} \right\} \\ & \dots\dots\dots ( 1 \cdot 2 \cdot 44 ) \end{aligned}$$

と表わされる。したがって，層流境界層内における速度成分の第 2 次近似解は，進行波の場合，( 1・2・15 ) 式に，( 1・2・42 ) および ( 1・2・44 ) 式を代入して，

$$\begin{aligned}
u = & \pi \frac{\varepsilon \omega_0}{\sinh h} \{ \cos(x-t) - e^{-\eta} \cos(x-t+\eta) \} \\
& + \frac{3}{4} \pi^2 \frac{\varepsilon^2 \omega_0}{(\sinh h)^2} \{ \cos 2(x-t) - e^{-\sqrt{2}\eta} \cos 2(x-t+\eta/\sqrt{2}) \} \\
& + \frac{1}{2} \pi^2 \frac{\varepsilon^2 \omega_0}{(\sinh h)^2} \{ e^{-\eta} \cos \{ 2(x-t) + \eta \} \\
& \quad - \sqrt{2} \eta e^{-\eta} \cos \{ 2(x-t) + \eta - \frac{\pi}{4} \} \\
& \quad - e^{-\sqrt{2}\eta} \cos 2(x-t+\eta/\sqrt{2}) \} \\
& + \pi^2 \frac{\varepsilon^2 \omega_0}{(\sinh h)^2} \{ \frac{1}{4} e^{-2\eta} + \frac{1}{2} e^{-\eta} \sin \eta - e^{-\eta} \cos \eta \\
& \quad - \frac{1}{\sqrt{2}} \eta e^{-\eta} \sin(\eta + \frac{\pi}{4}) + \frac{3}{4} \} \\
& \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 4 \cdot 5)
\end{aligned}$$

と表わされる。岩垣・土屋<sup>13)</sup>は境界層外縁の速度成分に対し微小振幅波理論を適用しているので、その結果は、(1・2・4・5)式右辺第2項を落としたものと一致する。これは、有限振幅波理論を適用したための効果がこの項によって表わされることを示している。

なお、(1・2・19)式から明らかなように、境界層内における速度の第3次近似解をうるためには、進行波、重複波とも $\omega_2$ の影響を無視することができないと考えられる。

### 3・2 底面摩擦応力と摩擦速度

一般に、波動運動に伴って底面に作用する摩擦応力 $\tau_b$ は、流れが層流の場合、

$$\tau_b / \rho = \nu \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=0}$$

の関係で求められる。上述の結果を用いて、浅海重複波による底面摩擦応力に関する理論式を求めるとつぎのようになる。すなわち、表 1・2・1 および (1・2・30) 式の関係から、

$$\begin{aligned}\frac{\tau_b}{\rho} &= \nu \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=0} = \nu \sqrt{\frac{g}{k}} \frac{1}{\sqrt{2} \delta} \left( \frac{\partial u^+}{\partial \eta^+} \right)_{\eta^+ = 0} \\ &= u_0^2 R_e^{-1} \left\{ -\sin kx \cos \left( \omega t + \frac{\pi}{4} \right) \right. \\ &\quad + \frac{\varepsilon}{\sinh kh} \left\{ -\frac{3\pi}{4\sqrt{2}} \left( \frac{1}{\sinh kh} \right)^3 \cos 2kx \sin \left( 2\omega t + \frac{\pi}{4} \right) \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \sin 2kx \sin \left( 2\omega t + \frac{\pi}{4} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\pi}{4\sqrt{2}} \sin 2kx \right\} \right\} \dots (1 \cdot 2 \cdot 46)\end{aligned}$$

と表わされる。ここに、 $R_e = u_0 \delta / \nu$  であり、かつ、 $u_0$  は非回転線型理論における底面速度の最大値であって、

$$u_0 \equiv \pi H / T \sinh kh = \varepsilon \omega_0^+ \sqrt{g/k} / \sinh kh$$

で与えられる。

(1・2・46) 式における右辺のカッコ内の第1項は線型理論にもとづく結果を示すものであり、第2項は境界層外縁の速度に対し有限振幅波理論を用いたことの影響を、また第3および第4項は非線型項の影響を表わしている。図 1・2・3 は、(1・2・46) 式で  $x/L = 1/8$  および  $h/L = 0.16$  とおいた場合の計算結果であって、 $\varepsilon = H/L$  をパラメータとして図示したものである。なお図中の破線は線型理論にもとづく境界層外縁の流速の時間的変化を示すものである。この図から明らかなように、摩擦応力は、 $\varepsilon$  の値が小さく、0.01 の場合、線型理論の結果とほぼ一致するが、 $\varepsilon$  の値が大きくなると、非線型項の影響があらわれ、 $\varepsilon$  の値の増加とともに

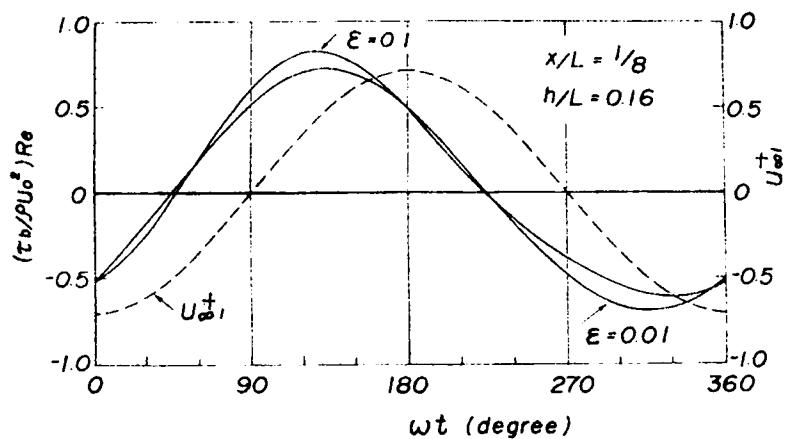


図 1・2・3 底面摩擦応力に及ぼす非線型効果

底面摩擦応力の最大値が大きくなり、逆に最大値が小さくなる傾向を示している。さらに、 $\varepsilon$  の値の増加とともに、その最大値と線型理論による底面速度の最大値との位相差は  $\pi/4$  より大きくなり、逆に最小値では位相差が小さくなっている。

これらの関係をさらに詳しく吟味するために、第 2 節で導いた摩擦速度や底面摩擦係数の概念を用いて検討してみよう。

さて、線型理論によると、境界層外縁の流速および底面摩擦応力はそれぞれ (1・2・26) 式および (1・2・46) 式からつぎのように表わされる。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} u_{\alpha 1} &= -u_0 \sin kx \cos \omega t \\ \tau_{b1}/\rho &= -u_0^2 Re^{-1} \sin kx \cos \left( \omega t + \frac{\pi}{4} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 47)$$

である。したがって、(1・2・7) および (1・2・9) 式と同様の関係、

$$\left. \begin{aligned} \tau_{b1}/\rho &= u_0^* u_b^* \\ u_b^* &= -u_0^* \sin kx \cos (\omega t + \psi) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 48)$$

を(1・2・47)式と比較することによって、底面摩擦速度の最大値 $u_0^*$ および位相差 $\Psi$ はそれぞれ、

$$\left. \begin{aligned} u_0^* &= u_0 R_e^{-1/2} \\ \Psi &= \pi/4 \end{aligned} \right\} \quad (1 \cdot 2 \cdot 49)$$

となる。この $u_0^*$ を波の特性によって表わすと、

$$u_0^{*2} = \sqrt{\frac{2\pi\nu}{T}} \frac{\pi H}{T \sinh kh} \quad (1 \cdot 2 \cdot 50)$$

となる。また、(1・2・12)式の関係を用いると、線型理論による底面摩擦係数の最大値 $C_{f0}$ は、

$$C_{f0} \equiv (u_0^*/u_0)^2 = R_e^{-1} \quad (1 \cdot 2 \cdot 51)$$

と表わされる。

一方、底面摩擦応力に対して(1・2・46)式で示される第2次近似解を用い、境界層外縁の流速に対しては(1・2・47)式で示される第1次近似解を適用すると、この場合の(1・2・10)式に対応する関係は

$$\tau_{bmax}/\rho = C_f u_0 u_\infty$$

と表わされることになる。したがって、 $\tau_{bmax}$ を(1・2・46)式の右辺から計算すると、底面摩擦係数の最大値 $C_{f0}$ と位相差 $\Psi$ を求めることができる。

一般に、この場合、 $C_{f0}$ および $\Psi$ は $x$ 、 $\varepsilon$ および $h/L$ の値によって変化することになる。図1・2・4は $C_{f0}$ および $\Psi$ に対する $\varepsilon$ の効果を示すものであって、 $x/L=1/8$  および $h/L=0.16$ の場合について計算したものである。この図から明らかなように、 $\varepsilon$ の値が増加するとともに、 $C_{f0}$ の値も増加し、 $\Psi$ も大きくなることがわかるが、 $\varepsilon=0.1$ の場合でも $u_0^{*2}$ の増加は線型理論のそれの約7.5%であって、非線型の効果による摩擦応力の増大はそれほど顕著でないことが明らかである。

以上、底面摩擦については、浅海重複波の場合を重点に述べてきたが、進

行波の場合についても上述したと同様の手法によって、摩擦応力および摩擦速度を計算することができる。

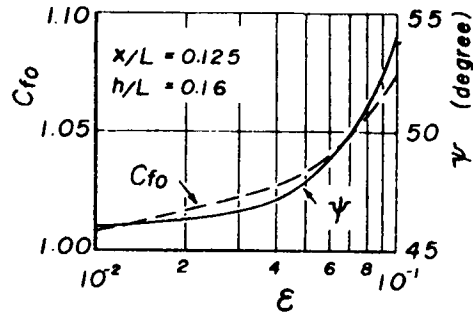


図1・2・4  $C_{fo}$  および  $\psi$  と  $\varepsilon$  の関係

### 3・3 流速分布式の計算例

3・1・2で述べた浅海重複波による層流境界層内の流速分布式の特性を明らかにするために、分布形について二、三の計算例を示そう。(1・2・37)式で示される無次元化された流速分布式は、普通の表示にもどすと、

$$\begin{aligned} \frac{u}{u_0} = & -\sin kx \left\{ \cos \omega t - \exp(-\eta) \cos(\omega t - \eta) \right\} \\ & + \left( \frac{H}{L} \right) \left\{ -\frac{3\pi}{8(\sinh kh)^3} \cos 2kx \left\{ \sin 2\omega t \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - \exp(-\sqrt{2}\eta) \sin(2\omega t - \sqrt{2}\eta) \right\} \right. \\ & + \frac{\pi}{4(\sinh kh)} \sin 2kx \left\{ \exp(-\sqrt{2}\eta) \cos(\sqrt{2}\eta) - \exp(-\eta) \cos \eta \right. \\ & \quad \left. + \sqrt{2}\eta \exp(-\eta) \sin\left(\eta + \frac{\pi}{4}\right) \right\} \sin 2\omega t \\ & + \frac{\pi}{4\sinh kh} \sin 2kx \left\{ -\exp(-\sqrt{2}\eta) \sin(\sqrt{2}\eta) + \exp(-\eta) \sin \eta \right. \\ & \quad \left. + \sqrt{2}\eta \exp(-\eta) \cos\left(\eta + \frac{\pi}{4}\right) \right\} \cos 2\omega t \\ & + \frac{\pi}{8\sinh kh} \sin 2kx \left\{ -3 + \exp(-2\eta) + 8\exp(-\eta) \sin \eta \right. \end{aligned}$$

$$+ 2 \exp(-\eta) \cos \eta - 2\sqrt{2} \eta \exp(-\eta) \cos\left(\eta + \frac{\pi}{4}\right) \}}]$$

..... ( 1 · 2 · 5 2 )

となる。しかし上式から明らかなように，流速分布の一般的特性をこの式にもとづいて解析的に検討することはきわめて困難であるので，ここでは計算例によってその特性を検討する。

図 1 · 2 · 5 (a) および (b) はそれぞれ  $x/L = 0.125$  および  $0.25$  の位置における流速分布を示すものであって， $h/L = 0.16$ ， $H/L = 0.04$  の場合について計算した結果である。図 1 · 2 · 6 (a) および (b) も  $x/L = 0.125$  および  $0.25$  における， $h/L = 0.16$  および  $H/L = 0.08$  の場合の流速分布を示すものである。 $x/L = 0.25$  の位置は重複波の節にあたり， $x/L = 0.125$  は重複波の腹と節の丁度中間の位置にあたる。

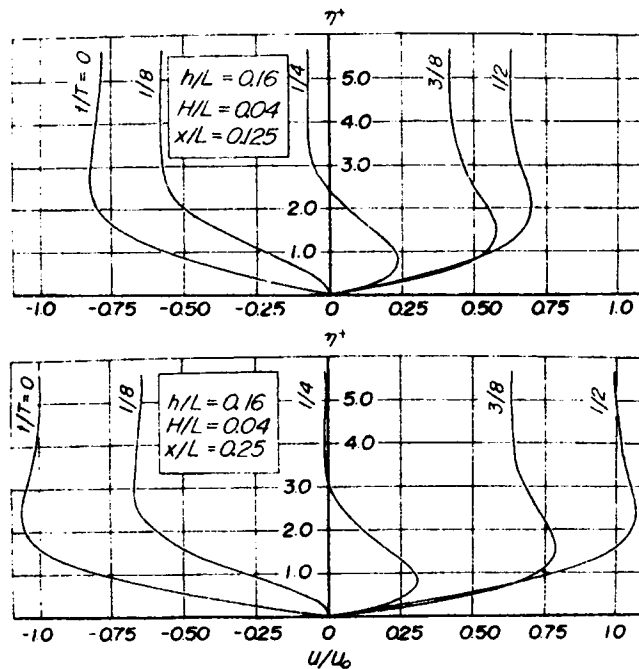


図 1 · 2 · 5 流速分布の計算例 ( I )

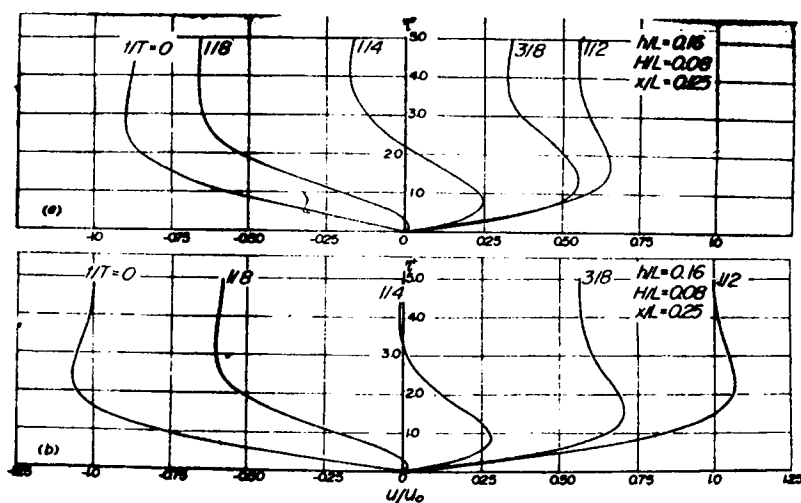


図 1・2・6 流速分布の計算例(Ⅱ)

これらの図から明らかなように、 $x/L=0.25$  すなわち重複波の節の位置では、 $H/L=0.04$  および  $H/L=0.08$  のいずれの場合においても、 $x$  の正方向の最大流速と負方向の最大流速とはその大きさが等しい。一方、 $x/L=0.125$  の場合には、 $x$  の正方向の最大流速は負方向のそれよりその大きさが減少しているのがみられ、 $H/L=0.04$  と  $0.08$  とを比べた場合、 $H/L=0.08$  の方が、その傾向が著るしくなっていることがわかる。(1・2・52) 式から明らかなように、 $x$  の正方向および負方向の最大流速の大きさが一致するのは、重複波の節の位置のみであって、他の場所では一般にそれらの値は一致しない。なお、 $0 < x/L < 0.25$  の領域では、負方向の最大流速が正方向のそれより大きく、逆に、 $0.25 < x/L < 0.50$  では、正方向のそれが、負方向よりも大きくなることが(1・2・52) 式より明らかである。このような正方向および負方向における流速の大きさの相違は後述する質量輸送とも関連し、さらに、底質の移動機構を説明するためにもきわめて重要であると考えられ、さらに詳しく検討する必要がある。

図 1・2・7 は  $h/L=0.16$  の浅海重複波の位置  $x/L=0.125$  (重複



波の腹と節の中間位置)，  
時間  $t/T = 0$  における  
流速分布を計算した結果  
であって， $\varepsilon = H/L$  を  
パラメータとして示して  
ある。この図から明らか  
なように，負方向の流速  
の最大値は  $\varepsilon$  の値の増加  
とともに増加することが  
わかるとともに，

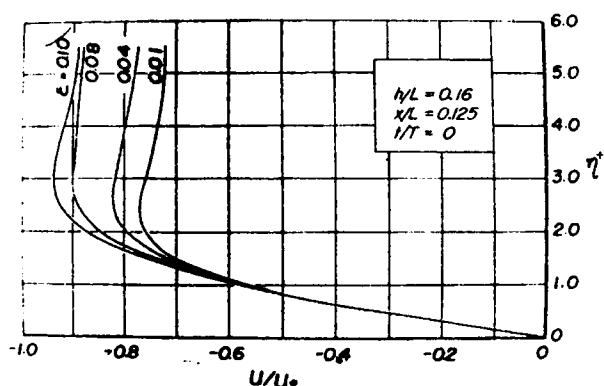


図 1・2・7 流速分布におよぼす  $\varepsilon$  の効果

$x/L = 0.125$  の位置

では正方向の流速の最大値は  $\varepsilon$  の値の増加とともに減少することになる。

また， $\eta^* \doteq 5.0$  で境界層内の速度は境界層外縁のそのほぼ 99% になる  
るので，層流境界層の厚さ  $\delta_B$  は (1・2・30) 式を用いて，

$$\delta_B = \sqrt{2 \times 5} \delta \approx 7 \delta$$

で与えられることになる。いま，水の動粘性係数を  $\nu = 0.01 \text{ cm}^2/\text{sec}$  とし，  
波の周期が  $T = 2 \text{ sec}$  および  $T = 10 \text{ sec}$  の二つの波に対する境界層厚を  
上式によって計算すると，それぞれほぼ 0.4 および 0.9 cm となる。Lukasik  
および Grosch<sup>14)</sup> が現地観測を行なって水深 12 m の海底で測定した境界  
層厚は，周期 8 sec の波に対して，ほぼ 0.5 cm と報告されているが，ほぼ  
妥当な値といえよう。ただ，層流境界層の場合，その厚さがきわめて小さい  
ので，この層内で流速分布を測定することはきわめて難しく，上述した理論  
結果を実験的に検証するにはいたっていない。したがって，これを行なうた  
めには，他の何らかの手段を工夫する必要があると考えられる。これについ  
ては第 3 章で述べるつもりである。

#### 第4節 乱流境界層に関する考察

第2節で述べたように，乱流境界層に対する非定常境界層方程式は(1・2・2)式で与えられる。この式に(1・2・3)式を代入し，表1・2・1に示される無次元量を用いて(1・2・2)式を無次元化すると，(1・2・2)式は，結局，

$$\left. \begin{aligned} \omega^+ \frac{\partial u^+}{\partial t^+} + u^+ \frac{\partial u^+}{\partial x^+} + w^+ \frac{\partial u^+}{\partial z^+} &= \omega^+ \frac{\partial u_\infty^+}{\partial t^+} + u_\infty^+ \frac{\partial u_\infty^+}{\partial x^+} + \\ &+ \frac{\partial}{\partial z^+} \left( N_z^+ \frac{\partial u^+}{\partial z^+} \right) \\ \frac{\partial u^+}{\partial x^+} + \frac{\partial w^+}{\partial z^+} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 53)$$

と表わされる。ここに， $N_z^+ = N_z / \nu$  であって，渦動粘性係数の無次元表示である。また，上式の満足すべき境界条件は(1・2・14)式で与えられる。

さて，(1・2・53)式で示される微分方程式系は非線型であるので一般に解をうることができない。したがって，層流境界層の流れに対して用いたと同じ方法すなわちせつ動法によって近似解を求めることができる。いま， $u^+$  および  $w^+$  のせつ動解を3・1・1における(1・2・15)， $u_\infty^+$  および  $\omega^+$  をそれぞれ(1・2・16)および(1・2・17)式のように表わし，これらの式を(1・2・53)式に代入して $\varepsilon$ の各乗数ごとに整理するとつぎのような関係がえられる。すなわち，

$\varepsilon^1$  :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u_1^+}{\partial t^+} - \frac{1}{\omega_0^+} \frac{\partial}{\partial z^+} \left( N_z^+ \frac{\partial u_1^+}{\partial z^+} \right) &= \frac{\partial u_{\infty 1}^+}{\partial t^+} \\ \frac{\partial u_1^+}{\partial x^+} + \frac{\partial w_1^+}{\partial z_1^+} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 54)$$

$\varepsilon^2$  :

$$\left. \begin{aligned} \omega_0^+ \frac{\partial u_2^+}{\partial t^+} - \frac{\partial}{\partial z^+} \left( N_z^+ \frac{\partial u_2^+}{\partial z^+} \right) &= \omega_0^+ \frac{\partial u_{\infty 2}^+}{\partial t^+} + \omega_1^+ \left( \frac{\partial u_{\infty 1}^+}{\partial t^+} - \frac{\partial u_1^+}{\partial t^+} \right) \\ &+ \left\{ u_{\infty 1}^+ \frac{\partial u_{\infty 1}^+}{\partial x^+} - \left( u_1^+ \frac{\partial u_1^+}{\partial x^+} + w_1^+ \frac{\partial u_1^+}{\partial z^+} \right) \right\} \\ \frac{\partial u_2^+}{\partial x^+} + \frac{\partial w_2^+}{\partial z^+} &= 0 \end{aligned} \right\}$$

..... ( 1 · 2 · 5 5 )

である。もちろん，層内の流れが層流の場合  $N_z^+$  の値は1となり，( 1 · 2 · 5 4 ) および ( 1 · 2 · 5 5 ) 式は，それぞれ 3 · 1 · 1 における ( 1 · 2 · 1 8 ) および ( 1 · 2 · 1 9 ) 式に一致することがわかる。しかし，一般に，乱流境界層の場合  $N_z^+$  の値は1でなく，流れの特性によって変化する。したがって，乱流境界層内の流れを解析するにあたって重要なことは底面近傍における渦動粘性係数をどのように評価するかということである。

#### 4 · 1 渦動粘性係数の検討と仮定

一般に，乱流境界層における渦動粘性係数  $N_z$  は層流境界層における流体の動粘性係数  $\nu$  のように一定の物質定数ではなく，底面からの高さ  $z$ ，底面の粗さや速度により変化するといわれている。しかし，乱流の構造が明らかにならないかぎり，この渦動粘性係数を純粋に理論的に求めることは難しい。したがって，定常流の場合，普通，これに適当な形を仮定して，測定結果と一致するように経験的にこれを調節して，流れの解析を行なってきた。波動に伴う乱流境界層についても，これと同様の手段によって層内の流れの特性を検討しようという試みがなされている。

例えば，梶浦<sup>18)</sup>は，定常流における Mellor · Gibson<sup>36)</sup>の仮定と類似の仮定を表面波の場合に適用して，底面摩擦係数を算出している。この場合，彼は境界層を3層に分けるモデルを考え，内層および外層における  $N_z$

は一定値をとり，中間層における  $N_z$  は  $z$  に比例すると仮定した。また，Johns<sup>19)</sup> もやはり 3 層モデルを考え，乱流境界層の発達による波高減衰の問題を取り扱っているが，この場合，境界層の内層および中間層ではそれぞれ  $N_z$  は  $z^2$  に比例して増加および減少し，外層では動粘性係数に一致すると仮定している。さらに Kalkanis<sup>5)</sup> も振動板の実験によって， $N_z$  が  $z^2$  に比例することを示している。

底面の性質が渦動粘性係数に及ぼす効果については，波動運動の場合，Kalkanis が上述した振動板による実験で検討を行なっているが，明確な結論をうるにはいたっていない。

こうした従来の研究成果を参照して，著者は非定常乱流境界層内における渦動粘性係数をつぎのように仮定する。ただし，この仮定は半経験的なものであって，解析結果と測定結果を比較して，両者が一致するように渦動粘性係数を調節しうる方法を用いる。また，一般に，乱流境界層内の流れは底面の粗滑によって影響をうけるので，渦動粘性係数は別々に取り扱われるのが普通である。

#### 1) 底面が粗面の場合

$$N_z^+ = \begin{cases} \xi^2 & \xi_0 \leq \xi \leq \xi_1 \\ \zeta^2 & \xi_1 \leq \xi \leq \xi_2 \\ 1 & \xi_2 \leq \xi \end{cases} \quad \begin{array}{l} (1 \cdot 2 \cdot 56 a) \\ (1 \cdot 2 \cdot 56 b) \\ (1 \cdot 2 \cdot 56 c) \end{array}$$

である。ここに，

$$\zeta = 1 + (\xi_1 - 1)(\xi_2 - \xi) / (\xi_2 - \xi_1) \quad (1 \cdot 2 \cdot 56 d)$$

であり，さらに，

$$\xi_0 = 1 + (\alpha z_0 / \delta)$$

$$\xi = \xi_0 + (\alpha z / \delta)$$

..... (1 · 2 · 57)

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= \xi_0 + (\alpha z_1 / \delta) \\ \xi_2 &= \xi_0 + (\alpha z_2 / \delta) \end{aligned} \right\}$$

であって， $z_0$  は粗度長さである。なお，定数 $\alpha$ および高さ $z_1$ と $z_2$  ( $z_2 > z_1$ ) は境界層内の乱れの強さおよび幾何学的な尺度によって決定することができるパラメータであるが，その詳細については後に述べる。

## 2) 底面が滑面の場合

この場合の渦動粘性係数はつぎのように仮定する。すなわち，(1・2・56)式で示される粗面の場合における渦動粘性係数の無次元表示 $N_z^+$ において，粗度長さ $z_0$ を0，すなわち $\xi_0 = 1$ とし，結局，

$$N_z^+ \begin{cases} \xi^2 & 1 \leq \xi \leq \xi_1 & (1 \cdot 2 \cdot 58 a) \\ \xi^2 & \xi_1 \leq \xi \leq \xi_2 & (1 \cdot 2 \cdot 58 b) \\ 1 & \xi_2 \leq \xi & (1 \cdot 2 \cdot 58 c) \end{cases}$$

で表わす。ここに， $\xi$ ， $\xi_1$  および  $\xi_2$  は(1・2・57)式において $z_0 = 0$ とすることによって与えられる。なお，底面の性質によって渦動粘性係数は若干こととなるが，形式的にはまったく同じ形であるので，粗面か滑面かのどちらか一方を解析すればよい。

## 4・2 乱流境界層内の流れの解析

波動による乱流境界層内の流れの運動方程式と連続式は，第1次近似および第2次近似に対して，それぞれ，(1・2・54)式および(1・2・55)式で与えられるが，第2次近似解のような高次解は，第1次近似解に対する非線型の効果を明らかにするためにきわめて重要であるが，その反面，計算がきわめて繁雑となり，多大の労力を必要とする。本章では，すでに，層流境界層内の流れに対して非線型の効果が吟味されているので，乱流境界層に対してはこれを省略し，ここでは，波動による乱流境界層の発達の本質を明確にするという意味で，第1次近似についてのみ解析を進める。また，

乱流境界層内の流れは底面の粗滑条件に依存するので、これらを別々に取り扱わなければならない。

この場合、渦動粘性係数  $N_z^+$  は底面が粗面の場合、(1・2・56)式で、底面が滑面の場合、(1・2・58)式で与えられる。ここではまず底面が粗面の場合について解析し、その結果にもとづいて、滑面の場合を取り扱うことにする。

境界層外縁における水粒子速度の第1次近似は、重複波の場合でも進行波の場合でも、一般に、

$$u_{\infty,1}^+ = \beta_1(x^+)e^{-it^+} \quad (1 \cdot 2 \cdot 59)$$

で与えられる。しかし、Jonsson<sup>15)</sup> および Carlsen<sup>16)</sup> が行なったU字管による振動流では、 $\beta_1$  は  $x^+$  に関係なく一定値となり、いうまでもなく、この現象は(1・2・54)式によって正確に表現されている。また、Kalkanis<sup>5)</sup> が行なった振動板による境界層の発達も、(1・2・54)式の第1式右辺を落とし、(1・2・59)式の  $\beta_1$  を一定値と考え、境界条件を振動板に適合するようにとれば、(1・2・54)式によって正確な解をうることができる。

(a) (1・2・54)式の一般解

いま、表1・2・1より明らかなように、

$$z^+ = z \cdot (\sqrt{gk}/\nu)^{1/2}$$

であり、(1・2・57)式は

$$\xi = \xi_0 + \alpha(z/\delta)$$

と与えられる。したがって、この2式から  $z$  を消去すると、

$$\xi = \xi_0 + \frac{\alpha}{\delta} \left( \frac{\nu}{\sqrt{gk}} \right)^{1/2} z^+ \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 60)$$

となる。(1・2・60)式を用いて(1・2・54)式の変数変換を行な

うと，結局，( 1・2・54 ) 式は

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u_1^+}{\partial t^+} - \alpha^2 \frac{\partial}{\partial \xi} \left( N_z^+ \frac{\partial u_1^+}{\partial \xi} \right) &= \frac{\partial u_{\infty 1}^+}{\partial t^+} \\ \frac{\partial u_1^+}{\partial x^+} + \frac{\alpha}{\delta} \left( \frac{\nu}{\sqrt{gk}} \right)^{1/2} \frac{\partial w_1^+}{\partial \xi} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots ( 1 \cdot 2 \cdot 61 )$$

となり，境界条件は，

$$\left. \begin{aligned} \xi = \xi_0 \quad \text{で} \quad u_1^+ = w_1^+ &= 0 \\ \xi \rightarrow \infty \quad \text{で} \quad u_1^+ &= u_{\infty 1}^+ \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots ( 1 \cdot 2 \cdot 62 )$$

と与えられる。さらに，( 1・2・56 ) 式から明らかなように，渦動粘性係数は各層において異なった形をとるので， $\xi = \xi_1$  および  $\xi = \xi_2$  において  $u_1^+$  および  $\partial u_1^+ / \partial \xi$  は連続であるという条件を付加しなければならない。

なお本項( a )では記述の簡単のために，以後，無次元量を示す<sup>+</sup>の記号は省略して計算を行なう。

さて，( 1・2・61 ) 式の解を

$$u_1(x, t, \xi) = v(\xi) \beta_1(x^+) e^{-it^+}$$

と仮定すると，( 1・2・61 ) 式の第1式は

$$\frac{d}{d\xi} \left( i N_z \frac{dv}{d\xi} \right) + \lambda^2 v = \lambda^2 \dots\dots\dots ( 1 \cdot 2 \cdot 63 )$$

と変形される。ここに  $\lambda^2 = i / \alpha^2$  である。

$\xi_0 \leq \xi \leq \xi_1$  における第1次近似解

( 1・2・63 ) 式の  $N_z$  に ( 1・2・56 a ) 式の関係代入すると，

$$\frac{d}{d\xi}(\xi^2 \frac{dv}{d\xi}) + \lambda^2 v = \lambda^2$$

となる。この常微分方程式の一般解は、

$$v = 1 + A_1 \xi^{n_1} + A_2 \xi^{n_2} \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 64)$$

によって与えられる。ここに、 $A_1$  および  $A_2$  は積分定数であって、境界条件を満足するように決定されねばならない。つぎに、

$$\left. \begin{aligned} n_1 &= -\frac{1}{2} - n \\ n_2 &= -\frac{1}{2} + n \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 65)$$

であり、

$$n = \left( \frac{1}{4} - \frac{i}{\alpha^2} \right)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 66)$$

である。いま、 $n$  の実数部および虚数部をそれぞれ  $n_r$  および  $n_i$  で表わし、

$$n = n_r - i n_i \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 67)$$

とすれば、

$$\left. \begin{aligned} n_r &= \left( \frac{\sqrt{1 + (2/\alpha)^4} + 1}{8} \right)^{1/2} \\ n_i &= \left( \frac{\sqrt{1 + (2/\alpha)^4} - 1}{8} \right)^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 68)$$

となり、結局、 $n$  は  $\alpha$  のみの関数であることがわかる。図 1・2・8 は  $n_r$  および  $n_i$  と  $\alpha$  の関係を示すものであって、 $\alpha$  の値が大きくなると、 $n_r$  および  $n_i$  の値はそれぞれ 0.5 および 0 に漸近し、逆に  $\alpha$  の値が小さくなると、 $n_r$  および  $n_i$  の値はともに増加し、かつ両者の値がほぼ一致するようになることがわかる。



なお，鉛直方向の速度成分  $w_1^+$  の近似解については，後に述べる。

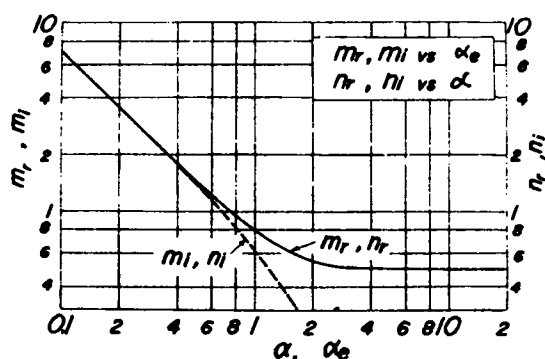


図 1・2・8

$nr, ni (mr, mi)$  と  $\alpha (\alpha_e)$  の関係

$\xi_1 \leq \xi \leq \xi_2$  における第 1 次近似解

( 1・2・56 d ) 式を  $\xi$  に関して微分すると，

$$d\zeta/d\xi = -(\xi_1 - 1)/(\xi_2 - \xi_1) = -\varepsilon \quad \dots\dots\dots ( 1・2・69 )$$

となるから，これと ( 1・2・56 b ) 式の関係をも ( 1・2・63 ) 式に代入すると，

$$\frac{d}{d\zeta} \left( \zeta^2 \frac{dv}{d\zeta} \right) + \frac{i}{\alpha_e} v = \frac{i}{\alpha_e^2}$$

をうる。ここに，

$$\alpha_e = \alpha \varepsilon \quad \dots\dots\dots ( 1・2・70 )$$

であって，この微分方程式の解は

$$v = 1 + B_1 \zeta^{m_1} + B_2 \zeta^{m_2} \quad \dots\dots\dots ( 1・2・71 )$$

となる。ここに， $B_1$  および  $B_2$  は積分定数であり，かつまた，

$$\left. \begin{aligned} m_1 &= -\frac{1}{2} - m \\ m_2 &= -\frac{1}{2} + m \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 71)$$

であり、さらに、

$$m = \left( \frac{1}{4} - \frac{i}{\alpha_e^2} \right)^{1/2} \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 72)$$

であって、 $m$ の実数部および虚数部をそれぞれ $m_r$ および $m_i$ とすると、

$$m = m_r - i m_i \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 73)$$

として、

$$\left. \begin{aligned} m_r &= \left( \frac{\sqrt{1 + (2/d_e)^4} + 1}{8} \right)^{1/2} \\ m_i &= \left( \frac{\sqrt{1 + (2/d_e)^4} - 1}{8} \right)^{1/2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 74)$$

と表わされる。 $m_r$  および  $m_i$  と  $\alpha_e$  の関係は、 $n_r$  および  $n_i$  と  $\alpha$  の関係と一致し、図 1・2・8 に示されるようである。

#### $\xi \geq \xi_2$ における第 1 次近似解

この場合、(1・2・56 c) 式から明らかなように、 $N_z = 1$  であるので、層流境界層に関する基礎式とまったく一致して、(1・2・63) 式は

$$\frac{d^2 v}{d\xi^2} + \lambda^2 v = \lambda^2$$

となる。したがって、境界条件(1・2・62)式の第2式を考慮すると、その解は、

$$v = 1 + C \exp [-(1-i)\xi/\sqrt{2\alpha}] \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 75)$$

で表わされる。ここに  $C$  は積分定数である。

(b) 積分定数の決定

(a) で述べた積分定数  $A_1, A_2, B_1, B_2$  および  $C$  を決定するために、境界条件 (1・2・62) 式の第1式と  $\xi = \xi_1$  および  $\xi = \xi_2$  で  $v$  と  $dv/d\xi$  が連続であるという条件を(a)における一般解に適用すると、結局、

$$1 + A_1 \xi_1^{n_1} + A_2 \xi_1^{n_2} = 0$$

$$A_1 \xi_1^{n_1} + A_2 \xi_1^{n_2} = B_1 \xi_1^{m_1} + B_2 \xi_1^{m_2}$$

$$n_1 A_1 \xi_1^{n_1} + n_2 A_2 \xi_1^{n_2} = -\varepsilon (m_1 \xi_1^{m_1} B_1 + m_2 \xi_1^{m_2} B_2)$$

$$B_1 + B_2 = C e^{-(1-i)\xi_2/\sqrt{2}\alpha}$$

$$-\varepsilon(m_1 B_1 + m_2 B_2) = -\{(1-i)/\sqrt{2}\alpha\} C e^{-(1-i)\xi_2/\sqrt{2}\alpha}$$

なる5個の条件式がえられる。

これらの条件式から積分定数を決定するとつぎのようになる。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= -(1+A) \xi_0^{-n_1} \\ A_2 &= A \xi_0^{-n_2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 76)$$

$$\left. \begin{aligned} B_1 &= (\xi_1/\xi_0)^{-1/2} \xi_1^{-2m} D B \xi_1^{-m_1} \\ B_2 &= -(\xi_1/\xi_0)^{-1/2} B \xi_1^{-m_2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 77)$$

$$C = -(\xi_1/\xi_0)^{-1/2} (1-D) B \xi_1^{-m_2} e^{(1-i)\xi_2/\sqrt{2}\alpha} \dots (1 \cdot 2 \cdot 78)$$

であり、

$$\left. \begin{aligned} A &= M/E \\ B &= (2n/E) (\xi_1/\xi_0)^{-n} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 79)$$

で与えられ、ここに、

$$\left. \begin{aligned} M &= (\xi_1 / \xi_0)^{-2n} \{ (n_1 + \varepsilon m_2) - (n_1 + \varepsilon m_1) D \xi_1^{-2m} \} \\ E &= (n_2 + \varepsilon m_2) - (n_2 + \varepsilon m_1) D \xi_1^{-2m} - M \\ D &= \{ (1-i) - \sqrt{2} \alpha \varepsilon m_2 \} / \{ (1-i) - \sqrt{2} \alpha \varepsilon m_1 \} \end{aligned} \right\}$$

( 1 · 2 · 8 0 )

である。( 1 · 2 · 8 0 ) 式から明らかなように  $D$  は  $\alpha e = \alpha \varepsilon$  のみの関数であって、その実数部および虚数部をそれぞれ  $D_r$  および  $D_i$  とし、

$$D = D_r - i D_i$$

と表わすと、 $D_r$  および  $D_i$  と  $\alpha_e$  の関係はそれぞれ図 1 · 2 · 9 (a) および (b) のようになる。

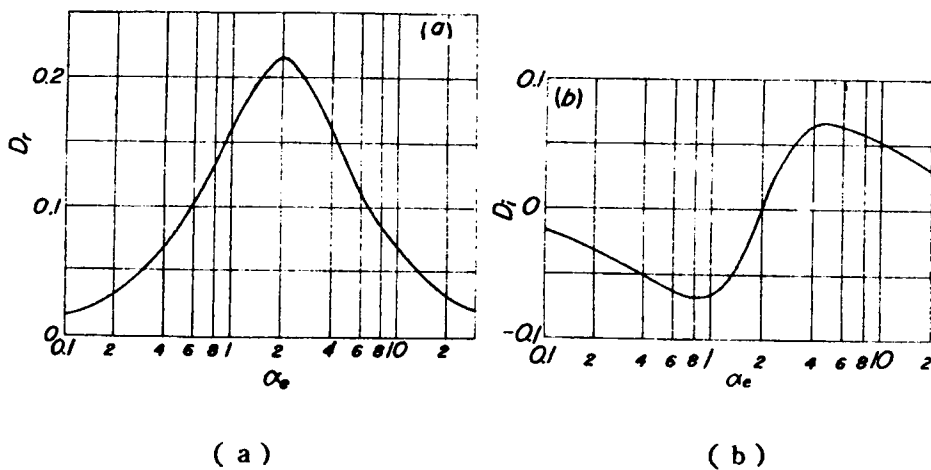


図 1 · 2 · 9  $D_r$  および  $D_i$  と  $\alpha_e$  の関係

以上の結果において、 $E$ 、 $M$ 、 $C$ 、 $A$  および  $B$  はいずれも複素数であって、それぞれの実数部および虚数部に添字  $r$  および  $i$  を付し、

$$A = A_r + i A_i$$

$$B = B_r + i B_i$$

$$C = C_r + i C_i$$

$$E = E_r + i E_i$$

$$M = M_r + i M_i$$

とすれば，それぞれの実数部および虚数部は（１・２・７９）および（１・２・８０）式を用いて計算することができる。

(c) 鉛直速度  $w_1$  の第１次近似解

（１・２・６１）式に(a)で求めた  $u$  の第１次近似解  $u_1$  を代入し， $\xi$  に関して積分すると， $w_1$  の第１次近似解がえられる。すなわち，

$$\xi_0 \leq \xi \leq \xi_1$$

$$w_1 = -\frac{1}{a\sqrt{\omega_0}} \frac{d\beta_1}{dx} e^{-it} \left\{ (\xi - \xi_0) + \frac{A_1}{n_1+1} (\xi^{n_1+1} - \xi_0^{n_1+1}) \right.$$

$$\left. + \frac{A_2}{n_2+1} (\xi^{n_2+1} - \xi_0^{n_2+1}) \right\}$$

..... ( １・２・８１ )

である。また，

$$\xi_1 \leq \xi \leq \xi_2$$

$$w_1 = \frac{1}{a e \sqrt{\omega_0}} \frac{d\beta_1}{dx} e^{-it} \left\{ \{ (\xi - \xi_1) + \frac{B_1}{m_1+1} (\xi^{m_1+1} - \xi_1^{m_1+1}) \right.$$

$$\left. + \frac{B_2}{m_2+1} (\xi^{m_2+1} - \xi_1^{m_2+1}) \right\} - \epsilon \{ (\xi_1 - \xi_0) \}$$

$$+ \frac{A_1}{n_1+1} (\xi_1^{n_1+1} - \xi_0^{n_1+1}) + \frac{A_2}{n_2+1} (\xi_1^{n_2+1} - \xi_0^{n_2+1}) \}$$

..... ( １・２・８２ )

さらに,

$$\xi \geq \xi_2$$

$$\begin{aligned} w_1 = & -\frac{1}{\alpha\sqrt{\omega_0}} \frac{d\beta_1}{dx} e^{-it} \left\{ (\xi - \xi_2) - C \frac{(1+i)\alpha}{\sqrt{2}} \exp[-(1-i)(\xi - \xi_2)/\sqrt{2}\alpha] \right\} \\ & + \frac{1}{\varepsilon} \left\{ (1 - \xi_1) + \frac{B_1}{m_1+1} (1 - \xi_1^{m_1+1}) + \frac{B_2}{m_2+1} (1 - \xi_1^{m_2+1}) \right. \\ & - \left\{ (\xi_1 - \xi_0) + \frac{A_1}{n_1+1} (\xi_1^{n_1+1} - \xi_0^{n_1+1}) \right. \\ & \left. \left. + \frac{A_2}{n_2+1} (\xi_1^{n_2+1} - \xi_0^{n_2+1}) \right\} \right\} \\ & \dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 83) \end{aligned}$$

で与えられる。なお, (1・2・81) ~ (1・2・83) 式における  $A_1$ ,  $B_1$ ,  $A_2$ ,  $B_2$  および  $C$  はすでに(b)において与えられている。

#### (d) 流速分布式

上述した(1・2・59)式すなわち境界層外縁の流速における  $\beta_1(x^+)$  は, 浅海重複波の場合,

$$\beta_1(x^+) = -(\pi\omega_0^+ / \sinh kh) \sin kx \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 84)$$

となるし, 進行波の場合,

$$\beta_1(x^+) = (\pi\omega_0^+ / \sinh kh) e^{ikx} \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 85)$$

と表わされる。また, Jonsson<sup>15)</sup> および Carlsen<sup>16)</sup> の実験に用いられた  $U$  字管の場合には  $\beta_1(x^+)$  は一定値である。

さらに, 非回転理論によると, 波動による底面の最大速度  $u_0$  は第1次近似の場合

$$u_0 \equiv \pi\varepsilon\omega_0^+ \sqrt{g}/k / \sinh kh = \pi H / T \sinh kh$$

で与えられるから，これと(1・2・59)式の関係を用い，上述した各層の近似解の実数部のみを取り出せば，乱流境界層内の流速分布式がえられることになる。

さて，(a)で示した第1次近似解は，底面が粗面の場合の乱流境界層内における流速分布を示しているが，底面が滑面の場合には，粗面の場合の近似解において， $z_0 = 0$  すなわち， $\xi_0 = 1$  として求めることができる。したがって，底面が粗面の場合と滑面の場合に分けて，重複波による乱流境界層内の流速分布式と進行波によるそれを示すとつぎのようである。

#### 1) 重複波

粗面：  $\xi_0 \leq \xi \leq \xi_1$  において，

$$\begin{aligned} \frac{u_1}{u_0} = & -\sin kx \cdot \cos \omega t \\ & + \sin kx \cdot (\xi/\xi_0)^{-0.5-nr} \{ (1+A_r) \cos(\omega t - \theta_i) \\ & + A_i \sin(\omega t - \theta_i) \\ & - (\xi/\xi_0)^{2nr} \{ A_r \cos(\omega t + \theta_i) \\ & + A_i \sin(\omega t + \theta_i) \} \} \\ & \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 86) \end{aligned}$$

であり，ここで

$$\theta_i = n_i \ln(\xi/\xi_0) \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 87)$$

である。また，

$$\begin{aligned} \xi_1 \leq \xi \leq \xi_2 \text{ において} \\ \dots\dots\dots \\ \frac{u_1}{u_0} = & -\sin kx \cdot \cos \omega t \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + (\xi/\xi_0)^{-0.5} (\xi/\xi_1)^{m_r} \{ B_r \cos(\omega t + \psi_i) + B_i \sin(\omega t + \psi_i) \} \sin kx \\
& - (\zeta/\xi_0)^{-0.5} (\zeta/\xi_1)^{m_r} \zeta_1^{-2m_r} \{ (D_r B_r + D_i B_i) \cos(\omega t - \psi_i - \theta_1) \\
& \quad + (D_r B_i - D_i B_r) \sin(\omega t - \psi_i - \theta_1) \} \sin kx \\
& \hspace{15em} (1 \cdot 2 \cdot 88)
\end{aligned}$$

となる。ここに、

$$\psi_i = m_i \ln (\xi/\xi_0) \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 89)$$

$$\theta_1 = 2m_i \ln \xi_1 \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 90)$$

で与えられる。さらに

$\xi \geq \xi_2$  において、

$$\begin{aligned}
\frac{u_1}{u_0} &= -\sin kx \cdot \cos \omega t \\
& + \sin kx \cdot (\xi_1/\xi_0)^{-0.5} \xi_1^{0.5-m_r} e^{-(\xi-\xi_2)/\sqrt{2}\alpha} \\
& \times \{ \{ B_r(1-D_r) - B_i D_i \} \cos \{ \omega t - (\xi-\xi_2)/\sqrt{2}\alpha - \theta_1/2 \} \\
& \quad + \{ B_i(1-D_r) + B_r D_i \} \sin \{ \omega t - (\xi-\xi_2)/\sqrt{2}\alpha - \theta_1/2 \} \} \\
& \hspace{15em} \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 91)
\end{aligned}$$

となる。なお、Jonsson の実験の場合、すなわち U 字管内の流れでは、 $\sin kx = -1$  とおくことによって、流速分布を求めることができる。

滑面： 粗面に対する分布式 (1・2・86) ~ (1・2・91) 式において、 $z_0 = 0$ 、すなわち  $\xi_0 = 1$  とおけば、滑面に対する分布式がえられる。



以上の結果から明らかなように，底面近傍の流速分布形は Kalkanis (1957) が実験的に求めた結果と形式的によく類似していることがわかる。

## 2) 進行波

粗面： 進行波で粗面の場合の分布式は，

$\xi_0 \leq \xi \leq \xi_1$  において，

$$\begin{aligned} \frac{u_1}{u_0} = & \cos(kx - \omega t) - (\xi/\xi_0)^{-\frac{1}{2} - n_r} \{ (1 + A_r) \cos(kx - \omega t + \theta_i) \\ & + A_i \sin(kx - \omega t + \theta_i) - (\xi/\xi_0)^{2n_r} \{ A_r \cos(kx - \omega t - \theta_i) \\ & + A_i \sin(kx - \omega t - \theta_i) \} \} \\ & \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 92) \end{aligned}$$

$\xi_1 \leq \xi \leq \xi_2$  において，

$$\begin{aligned} \frac{u_1}{u_0} = & \cos(kx - \omega t) - (\xi/\xi_0)^{-\frac{1}{2}} (\xi/\xi_1)^{m_r} \{ B_r \cos(kx - \omega t - \varphi_i) \\ & + B_i \sin(kx - \omega t - \varphi_i) \} + (\xi/\xi_0)^{-\frac{1}{2}} (\xi/\xi_1)^{-m_r} \xi_1^{-2m_r} \times \\ & \times \{ (D_r B_r + D_i B_i) \cos(kx - \omega t + \varphi_i + \theta_1) \\ & + (D_r B_i - D_i B_r) \sin(kx - \omega t + \varphi_i + \theta_1) \} \dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 93) \end{aligned}$$

$\xi \geq \xi_2$  において，

$$\begin{aligned} \frac{u_1}{u_0} = & \cos(kx - \omega t) - (\xi_1/\xi_0)^{-\frac{1}{2}} \xi_1^{\frac{1}{2} - m_r} e^{-(\xi - \xi_2)\sqrt{2}\alpha} \times \\ & \times \left\{ \left\{ B_r (1 - D_r) - B_i D_i \right\} \cos\left(kx - \omega t + \frac{\xi - \xi_2}{\sqrt{2}\alpha} + \frac{\theta_1}{2}\right) \right. \\ & \left. + \left\{ B_i (1 - D_r) + B_r D_i \right\} \sin\left(kx - \omega t + \frac{\xi - \xi_2}{\sqrt{2}\alpha} + \frac{\theta_1}{2}\right) \right\} \\ & \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 94) \end{aligned}$$

で与えられる。

滑面： 重複波の場合と同様に，粗面に対する各式において， $z_0 = 0$  すなわち  $\xi_0 = 1$  とおくことによって求められる。

#### 4・3 底面摩擦応力の検討

##### 4・3・1 底面摩擦応力の算定

一般に，乱流境界層における底面摩擦応力  $\tau_b$  は，(1・2・3)式から明らかなように，

$$\frac{\tau_b}{\rho} = \left[ N_z \frac{\partial u}{\partial z} \right]_{z=0}$$

によって算定することができる。いま，流速  $u$  に対して，4・2で述べた第1次近似解を用いることにすれば，上式右辺は，表1・2・1および(1・2・57)式から

$$\frac{\tau_b}{\rho} = \nu \sqrt{\frac{g}{k}} \frac{\alpha}{\delta} \epsilon \left\{ N_z^+ \frac{\partial u_1^+}{\partial \xi} \right\}_{\xi=\xi_0} \dots\dots\dots (1・2・95)$$

と書きかえることができる。ここで， $u_1^+$  および  $N_z^+$  にはいずれも  $\xi < \xi_0$  における値が必要であるから， $u_1^+$  に対しては

$$u_1^+ = \beta_1(x^+) e^{-it^+} v(\xi)$$

とし， $v(\xi)$  に対して，(1・2・64)式を適用し，渦動粘性係数の無次元表示  $N_z^+$  に対しては，底面が粗面の場合，(1・2・56a)式を，滑面の場合には(1・2・58a)式を用いればよい。

その結果，非定常乱流境界層における底面摩擦応力は，底面が粗面の場合，一般に，

$$\frac{\tau_b}{\rho} = \frac{\nu}{\delta} \epsilon \sqrt{\frac{g}{k}} \beta_1(kx) G e^{-i\omega t} \dots\dots\dots (1・2・96)$$

となる。ここに，

$$G = \alpha \xi_0 \{ n_2 A - (1 + A) n_1 \} \quad (1 \cdot 2 \cdot 97)$$

である。なお，底面が滑面の場合には上式において  $\xi_0 = 1$  とおけばよい。

従来，非定常乱流境界層における底面摩擦応力の測定は種々の波について行なわれている。したがって，従来の実験結果と比較するためには，(1・2・96)式で示される底面摩擦応力をU字管による振動流，重複波および進行波によって発達する乱流境界層について別々に表わしておく方が取り扱い上便利である。

#### (Ⅰ) 振動流 (U字管)

この場合， $\beta_1 = \pi \omega_0^+ / \sinh kh$  であるから， $u_0 \equiv \pi \varepsilon \omega_0^+ \sqrt{g/k} / \sinh kh$  を用いると，結局，

$$\frac{\tau_b}{\rho} = u_0^2 \left( \frac{u_0 \delta}{\nu} \right)^{-1} G e^{-i\omega t} \quad (1 \cdot 2 \cdot 98a)$$

#### (Ⅱ) 重複波

重複波の場合， $\beta_1$  は(1・2・84)式で与えられるから，

$$\frac{\tau_b}{\rho} = -u_0^2 \left( \frac{u_0 \delta}{\nu} \right)^{-1} G \sin kx e^{-i\omega t} \quad (1 \cdot 2 \cdot 98b)$$

#### (Ⅲ) 進行波

この場合， $\beta_1$  は(1・2・85)式で与えられるから，結局，

$$\frac{\tau_b}{\rho} = u_0^2 \left( \frac{u_0 \delta}{\nu} \right)^{-1} G e^{i(kx - \omega t)} \quad (1 \cdot 2 \cdot 98c)$$

で与えられることになる。したがって，(1・2・98)式の実数部を取れば，それぞれの波動運動に対する底面摩擦応力を算定することができる。

なお， $G$ は一般に複素数であるから，その実数部および虚数部をそれぞれ  $G_r$  および  $G_i$  とすると，

$$G = G_r + i G_i$$

であって，

$$\left. \begin{aligned} G_r &= \alpha \xi_0 \{ 0.5 + n_r (1 + 2A_r) + 2n_i A_i \} \\ G_i &= \alpha \xi_0 \{ 2n_r A_i - n_i (1 + 2A_r) \} \end{aligned} \right\} \quad (1 \cdot 2 \cdot 99)$$

となる。

さて，第3節(1・2・7)式にならって，

$$\tau_b / \rho = u_0^* u_b^*$$

とすると，

(i) U字管による振動流の場合

$$u_b^* = u_0^* e^{-i(\omega t - \psi)}$$

と表わせるから，(1・2・98a)式は，

$$\left( \frac{u_0^*}{u_0} \right)^2 e^{-i(\omega t - \psi)} = \left( \frac{u_0 \delta}{\nu} \right)^{-1} G e^{-i\omega t}$$

と書きかえられる。ここに， $\psi$ は位相差であり，また，上式左辺の

$(u_0^* / u_0)^2$  は  $C_f$  である。したがって，上式の両辺を  $\omega t$  で微分し，その実数部を0とおくと，摩擦応力の最大値が生ずる位相を求めることができる。すなわち，上式左辺から，直ちに，

$$\omega t = \psi$$

となり，右辺から，結局境界層外縁における成分速度と底面摩擦応力との位相差  $\psi$  は

$$\psi = \tan^{-1}(G_i / G_r) \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 100)$$

となることがわかる。さらに，

(ii) 重複波の場合

$$u_o^* = u_o^* \sin kx e^{-i(\omega t - \psi)}$$

(iii) 進行波の場合

$$u_b^* = u_o^* e^{i(kx - \omega t - \psi)}$$

〔ただし、この場合、 $\psi = \tan^{-1}(-Gi/Gr)$  となることに注意する必要がある〕

とおけば、U字管による振動流の場合とまったく同じ方法で取り扱うことができる。

つぎに、(1・2・12)式で与えられる底面摩擦係数 $C_f$ の最大値 $C_{fo}$ の算定方法について述べよう。定義により、 $C_{fo} = (u_o^*/u_o)^2$ であるから、(1・2・98)式を変形すれば、U字管による振動流および重複波の場合、 $\omega t = \psi$  とし、進行波の場合、 $kx - \omega t = \psi$  とおいて、

$$(u_o^*/u_o)^2 = (u_o \delta / \nu)^{-1} \mathcal{R}\{G e^{-i\psi}\} \quad (1 \cdot 2 \cdot 101)$$

が得られる。一般に、 $\psi$ は $G$ の関数であるから、(1・2・101)式の右辺を計算すれば、最大底面摩擦係数は $(u_o \delta / \nu)$ の関数として求めることができる。

以上、底面摩擦応力ならびに、境界層外縁の速度との位相差や摩擦係数の算定法について述べてきたが、これらのなかには、パラメータとして、 $\alpha$ 、 $\xi_o$ 、 $\xi_1$  および  $\xi_2$  などの係数が含まれているために、これらのパラメータの値が明確にならないかぎり、実際の摩擦応力やその特性値および流速やその分布特性などを算出することができない。しかし、これらのパラメータの値は非定常流れによる乱流境界層の内部機構が明らかにされないかぎり、これらを理論的に求めることが難しい。したがって、ここでは、数少ない測定値と数値計算結果を比較することによって、経験的にその値を決定する。

#### 4・3・2 従来の測定値との比較

波動運動にともなう乱流境界層の流速や底面摩擦応力の測定を行なった例はきわめて少ない。Jonsson<sup>15)</sup>は、底面に人工粗度(図1・2・10)を設けたU字管内で水を振動させて、粗な底面に発達する非定常乱流境界層内の流速を、直径約5mmのプロペラ-光電管式の微流速計を用いて測定し、さらに、流速分布から数値積分によって摩擦応力を算出した。その後、Carlsen<sup>16)</sup>も同じ装置で実験条件をかえて、流速測定を行なっている。また、堀川、渡辺<sup>37)</sup>は人工砂れん上の流速を、水素気泡式流速計を用いて測定している。一方、岩垣・陳<sup>22)</sup>は底面が滑面および粗面の両方について、遷移領域付近の底面摩擦応力を、shear meterを用いて測定している。これらの測定結果を波の条件とともに示すと表1・2・3、および表1・2・4のようである。

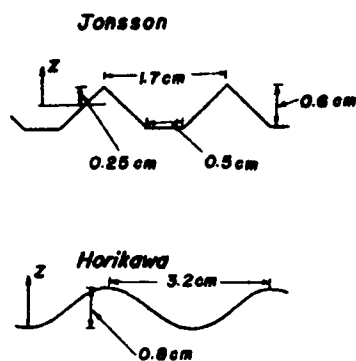


図1・2・10 実験に用いられた粗度

図1・2・3 Jonsson, Carlsenおよび堀川・渡辺の実験条件

測定者	Jonsson	Carlsen	堀川・渡辺	
			粗面1	粗面2
波の種類	U字管による振動流	U字管による振動流	進行波	進行波
波高 $H$ (cm)	540 <sup>△</sup>	430 <sup>△</sup>	8.16	11.8
周期 $T$ (sec)	8.39	7.20	1.07	1.60
水深 $h$ (cm)	1000 <sup>△</sup>	1000 <sup>△</sup>	39.4	34.6
動粘性係数 $\nu$ (cm <sup>2</sup> /s)	$1 \times 10^{-2}$ <sup>△</sup>	$1 \times 10^{-2}$ <sup>△</sup>	$1 \times 10^{-2}$	$1.37 \times 10^{-2}$
$u_0$ (cm/s)	213	153	10.9	25.6
$\delta^{\Delta}$ (cm)	0.116	0.107	0.041	0.059
$\delta_B$ (cm)	17	—	6.0	7.0

測定者	Jonsson	Carlsen	堀川・渡辺	
			粗面 1	粗面 2
波の種類	U字管による 振動流	U字管による 振動流	進行波	進行波
$\delta_B/\delta$	146	—	147	120
$u_*\delta/\nu$	2460	1640	45	151
$(\tau_b/\rho)_{max}(cm^2/s^2)$	440	459	—	—
$(u_*^*/u_*)^2$	$0.97 \times 10^{-2}$	$1.96 \times 10^{-2}$	—	—

△：微小振幅波理論による計算値

$\delta_B$ ：境界層厚

表 1・2・4 岩垣・陳の実験条件

	粗面 1	粗面 2	粗面 3	粗面 4	粗面 5
波高 $H$ (cm)	13.2	13.1	12.2	10.8	10.8
周期 $T$ (sec)	2.0	1.6	1.6	2.0	1.6
水深 $h$ (cm)	40	40	40	30	30
$u_*^\Delta$ (cm/s)	28.2	25.6	23.8	28.2	26.0
$\delta^\Delta$ (cm)	0.0566	0.0505	0.0505	0.0566	0.0505
$(u_*\delta/\nu)$	160	129	120	160	131
$(\tau_b/\rho)_{max}$ ( $cm^2/s^2$ )	6.00	7.90	6.84	6.95	6.60
$(u_*^*/u_*)^2$	$0.75 \times 10^{-2}$	$1.20 \times 10^{-2}$	$1.21 \times 10^{-2}$	$0.87 \times 10^{-2}$	$0.98 \times 10^{-2}$

〔注〕1) △印は計算値

2) 測定値のなかでレイノルズ数  $u_*\delta/\nu$  の値の大きいものを選んだ。

3) 平均粒径 1.05mm の砂粒を底面にニス付けしたものを粗度とした。

表 1・2・3 から明らかなように，波動乱流境界層の厚さ  $\delta_B$  は  $\delta$  のほぼ 150 倍であって，層流境界層の厚さが  $7 \sim 10 \delta$  であったことと比べて，その厚さが非常に大きいことがわかる。

前項の解析においてまだ決定されていない係数  $\alpha$ ， $z_0/\delta$ ， $z_1/\delta$  および  $z_2/\delta$  を決定するために，これらの測定結果との比較を試みよう。

Hinze<sup>38)</sup> は，Klebanoff<sup>38)</sup> および Townsend<sup>38)</sup> の実験結果を用いて平板上における定常乱流境界層の場合，渦動粘性係数が  $z \approx 0.3 \delta_B$  で最大となることを示した。上述した解析において，渦動粘性係数が最大になるのは， $z = z_1$  である。非定常乱流境界層の場合も定常乱流境界層の場合と同様に， $z = 0.3 \delta_B$  で渦動粘性係数が最大になると考えるならば， $\delta_B \div 150 \delta$  として， $z_1/\delta = 50$  とすることができる。 $z_2/\delta$  の値については，現在のところ何ら信頼するにたる資料はないが，一応  $z_2/\delta = 100$  と仮定しておく。

さて，上述したように， $z_1/\delta$  および  $z_2/\delta$  の値をそれぞれ，50 および 100 という一定値と仮定すると，(1・2・97) 式で示される  $G$  は  $\alpha$  の値のみによって変化することになる。表 1・2・5 は，底面が滑面の場合における  $\alpha$  の値と  $G$  の実数部  $G_r$ ，虚数部  $G_i$ ，位相差  $\psi$  および  $G e^{-i\psi}$  の実数部の関係を示すものであって，(1・2・97)，(1・2・99) および (1・2・100) 式にもとづいて計算した結果である。なお，(1・2・98) 式から明らかなように， $G$  の値すなわち  $\tau_b/\rho$  の値は  $\alpha$  の値によって変化し，さらに，(1・2・

101) 式からも明らかなように， $G e^{-i\psi}$  の実数部は

$(u_0^*/u_0)^2 \cdot (u_0 \delta/\nu)$  を表わしているから，結局，摩擦係数の最大値  $C_{f_0}$  もやはり  $\alpha$  の値によって変化することがわかる。図 1・2・

11 は，底面が滑面の場合に対する  $\alpha$  と  $\psi$  の関係を示すものであって， $\alpha$  の値が小さくなると  $\psi$  の値

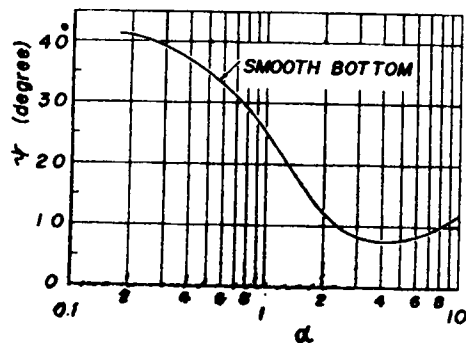


図 1・2・11  $\alpha$  と  $\psi$  の関係



表1・2・5  $\alpha$ と $G$ ,  $\psi$ および $\mathcal{R}[Ge^{-i\psi}]$ の関係

$\alpha$	$Gr$	$Gi$	$\tan \psi$	$\psi$ degree	$\mathcal{R}[Ge^{-i\psi}]$
0.2	0.8107	-0.7036	-0.8679	-40° 57'	1.0734
0.4	0.9214	-0.6931	-0.7523	-36° 57'	1.1530
0.6	1.0391	-0.6760	-0.6506	-33° 03'	1.2396
0.8	1.1632	-0.6533	-0.5616	-29° 19'	1.3341
1.0	1.2959	-0.6193	-0.4779	-25° 33'	1.4363
1.2	1.4446	-0.5785	-0.4005	-21° 49'	1.5561
1.4	1.6097	-0.5386	-0.3346	-18° 30'	1.6974
1.6	1.7878	-0.5045	-0.2822	-15° 46'	1.8576
1.8	1.9749	-0.4781	-0.2421	-13° 36'	2.0319
2.0	2.1674	-0.4597	-0.2121	-11° 58'	2.2156
2.2	2.3632	-0.4484	-0.1898	-10° 45'	2.4054
2.4	2.5606	-0.4434	-0.1732	- 9° 50'	2.5988
2.6	2.7587	-0.4437	-0.1608	- 9° 08'	2.7941
2.8	2.9572	-0.4484	-0.1516	- 8° 37'	2.9910
3.0	3.1556	-0.4571	-0.1448	- 8° 15'	3.1885
3.2	3.3538	-0.4692	-0.1399	- 7° 58'	3.3865
3.4	3.5518	-0.4844	-0.1364	- 7° 46'	3.5847
3.6	3.7495	-0.5024	-0.1340	- 7° 38'	3.7830
3.8	3.9469	-0.5231	-0.1325	- 7° 33'	3.9814
4.0	4.1439	-0.5461	-0.1318	- 7° 30'	4.1797
4.2	4.3404	-0.5716	-0.1317	- 7° 30'	4.3779
4.4	4.5365	-0.5992	-0.1321	- 7° 31'	4.5759
4.6	4.7322	-0.6289	-0.1329	- 7° 34'	4.7738
4.8	4.9274	-0.6607	-0.1341	- 7° 38'	4.9715
5.0	5.1221	-0.6944	-0.1356	- 7° 43'	5.1689
6.0	6.0876	-0.8909	-0.1463	- 8° 20'	6.1524
7.0	7.0382	-1.1303	-0.1606	- 9° 07'	7.1284
8.0	7.9718	-1.4091	-0.1768	-10° 00'	8.0954
9.0	8.8868	-1.7247	-0.1941	-10° 59'	9.0526
10.0	9.7812	-2.0746	-0.2121	-11° 59'	9.9988

は  $45^\circ$  に近づく傾向にあることがわかる。前節で述べたように、層流境界層における  $\psi$  の値はつねに一定であって、 $45^\circ$  になる。この結果は、渦動粘性係数の仮定から考えても当然の帰結であって、 $\alpha$  の値が小さくなると、境界層が乱流から層流に遷移することを示している。

前節で明らかにしたように、層流境界層の場合、最大底面摩擦係数  $C_{f0}$  は Reynolds 数  $u_0 \delta / \nu$  に逆比例して変化するので、層流境界層における  $(u_0^* / u_0)^2 \cdot (u_0 \delta / \nu)$  の値は一定となる。しかし、滑面乱流境界層の場合、計算結果によると、図 1・2・12 に示されるように、その値は  $\alpha$  の

それによって変化し、計算を行った範囲内では  $\alpha$  の値の増加とともに増大する傾向がある。一般に、定常乱流境界層における摩擦係数は Reynolds 数の関数ではあるが、その変化の傾向は層流境界層における変化の傾向とことなっている。こうした傾向および  $\alpha$  の値が小さくなる

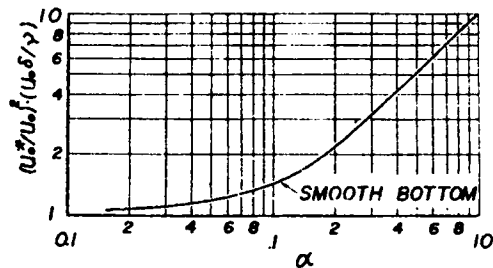


図 1・2・12

$(u_0^* / u_0)^2 (u_0 \delta / \nu)$  と  $\alpha$  の関係

と  $\psi$  の値が  $45^\circ$  に漸近するという計算結果は、 $\alpha$  の値と Reynolds 数  $u_0 \delta / \nu$  との間に密接な関係があることを示していると考えられる。この点について、さらに詳しく検討するため、二、三の計算例を示そう。いま、U字管による振動流の場合について考えると、底面摩擦応力を示す (1・2・98 a) 式は、

$$(\tau_b / \rho u_0^2) \cdot (u_0 \delta / \nu) = G e^{-i\omega t} \quad (1 \cdot 2 \cdot 102)$$

と変形される。この式において、 $G$  は  $\alpha$  と  $z_0 / \delta$  の関数であるから、左辺の底面摩擦応力の無次元表示  $(\tau_b / \rho u_0^2) \cdot (u_0 \delta / \nu)$  も  $\alpha$  と  $z_0 / \delta$  の関数になることがわかる。図 1・2・13 は、底面が滑面の場合における底面摩擦応力の時間的変化を、 $\alpha$  をパラメータとして示したものであって、 $\alpha$  の値が大きくなると、摩擦応力の最大値も大きくなることがわかる。また、図 1・2・14 は、底面が粗面の場合における底面摩擦応力の時間的変化を、 $\alpha$  の

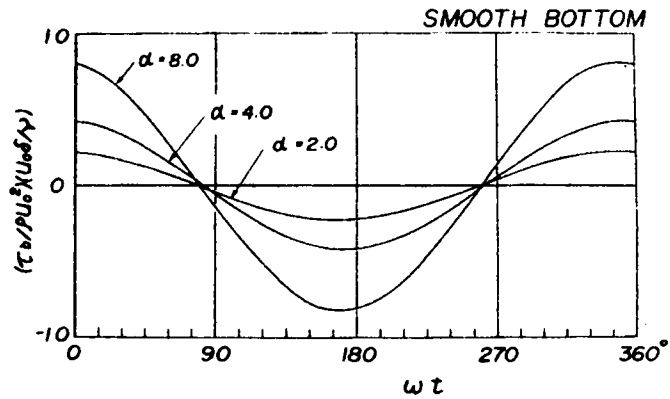


図 1・2・13 底面摩擦応力の時間的変化

値を 2・4 と一定にし，かつ  $z_0/\delta$  の値をパラメータとして示したものである。この図から明らかなように，たとえ  $\alpha$  の値が一定であっても，底面粗度の大きさによって摩擦応力も変化することがわかる。

第 3 節で示したように，層流境界層における摩擦応力の無次元表示  $(\tau_b / \rho u_0^2)(u_0 \delta / \nu)$  は一定の値となるが，乱流境界層におけるそれは，上述した計算例で示されたように，底面が滑面の場合には  $\alpha$  の値によって変化し，また粗面の場合には  $\alpha$  と  $z_0/\delta$  の値によって変化する。こうした結果は， $\alpha$  の値が

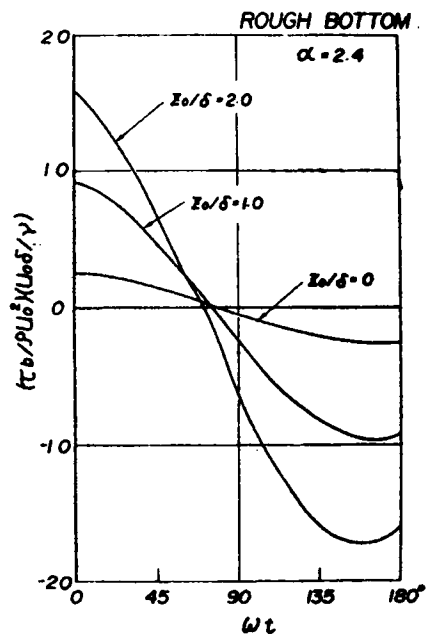


図 1・2・14 粗面における摩擦応力の時間的変化

Reynolds 数  $u_0 \delta / \nu$  と密接な関係にあることを示唆するものであると考えられる。そこで、 $\alpha$  の値と  $u_0 \delta / \nu$  の関係を明確にするために、つぎのような方法を用いる。すなわち、 $\alpha$  および  $z_0 / \delta$  に種々の値を与え、これらに対する (1・2・102) 式の関係を用いて計算し、その計算結果の中から Jonsson が実験によって求めた摩擦応力と一致するものを選び出し、その時の  $\alpha$  の値と実験結果より求めた  $u_0 \delta / \nu$  の値を比較して、これらの間の関係を決定する方法である。図 1・2・15 は、その結果を示すものであって、図中

の実線は  $\alpha = 2.4$  および  $z_0 / \delta = 3.0$  に対する (1・2・102) 式の計算結果を示し、また、図中の丸印は Jonsson の実験結果を示すものであって、計算値と測定値を比較すると、摩擦応力の最大値およびその位相差ともかなりよく一致していることがわかる。

この場合、Jonsson

の実験における  $u_0 \delta / \nu$  の値は、表 1・2・3 から 2460 であることがわかる。したがって、以上の結果を用いて、

$$\alpha = (u_0 \delta / \nu) \times 10^{-3} \quad (1 \cdot 2 \cdot 103)$$

と決定することができよう。

図 1・2・16 は、縦軸に最大摩擦係数  $C_{f0}$  を、横軸に Reynolds 数  $u_0 \delta / \nu$  をとって、(1・2・101) 式の計算結果 (実線) を示したものである。なお計算の際、 $\alpha$  の値は (1・2・103) 式によって決定された。さらに、図中の丸印は、表 1・2・4 に示される岩垣・陳および表 1・2・

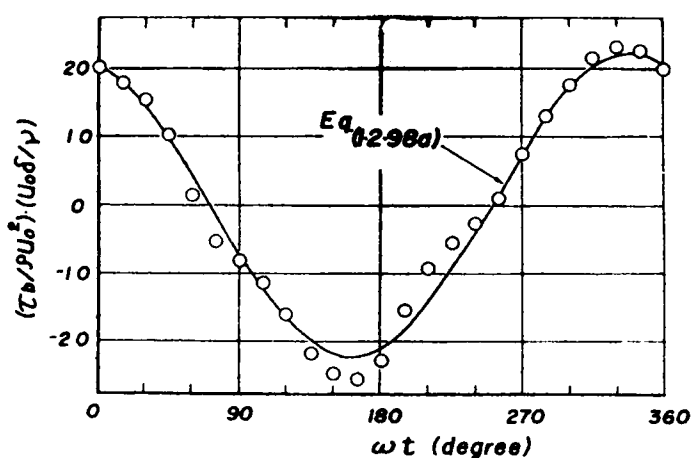


図 1・2・15 摩擦応力の時間的変化

実線：(1・2・98a) 式

○印：Jonsson の実験値

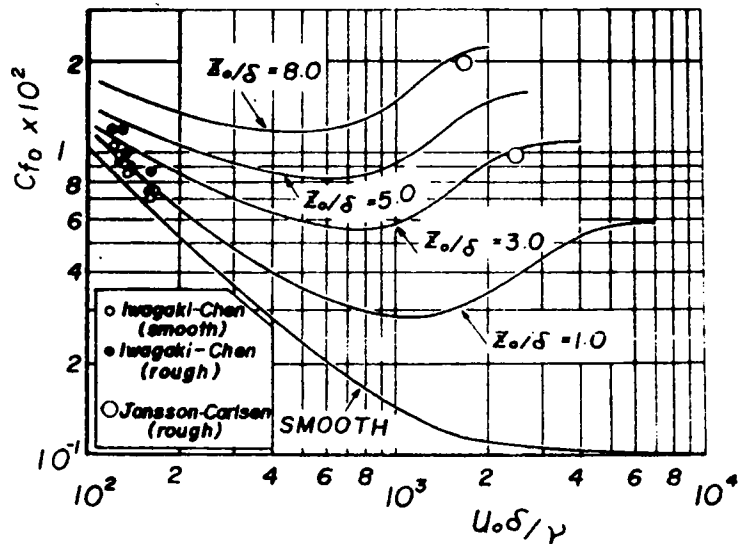


図1・2・16 最大摩擦係数

3に示されるJonsson—Carlsonの実験結果を示すものである。この図から明らかなように、 $\alpha$ の値を(1・2・103)式によって与えても妥当なことが実証された。またJonssonおよびCarlsonの実験におけるNikuradseのroughness parameterはそれぞれ、2.3 cmおよび6.3 cmであるが、CarlsonのそれはJonssonの用いた粗度の約2.7倍となっている。一方、図1・2・16においてJonssonの粗度は $z_0/\delta=3.0$ 、Carlsonのそれはほぼ8.0であり、約2.7倍になり、上の結果とよく一致していることがわかる。ただ、計算結果によると、底面が粗面の場合、 $u_0\delta/\nu$ の値がある限界をこえると、 $C_{f0}$ の値が減少しはじめる傾向がある。その減少の理由は明らかでないが、ここで示した乱流境界層理論は、あまり大きいReynolds数に対しては適用できないようである。

#### 4・4 流速分布式の計算例

4・3で述べた流速分布式の特性を明らかにするために、分布形についての計算例を示そう。JonssonによるU字管振動流の実験結果と比較するた

めに、 $\alpha = 2.4$  および  $z_0/\delta = 3$  の場合について (1・2・86) 式 ( $\sin kx = -1$  とおく) より流速分布形を求め、図示すると、図 1・2・17 のようになる。図中の丸印は Jonsson の実験結果を示すものであるが、

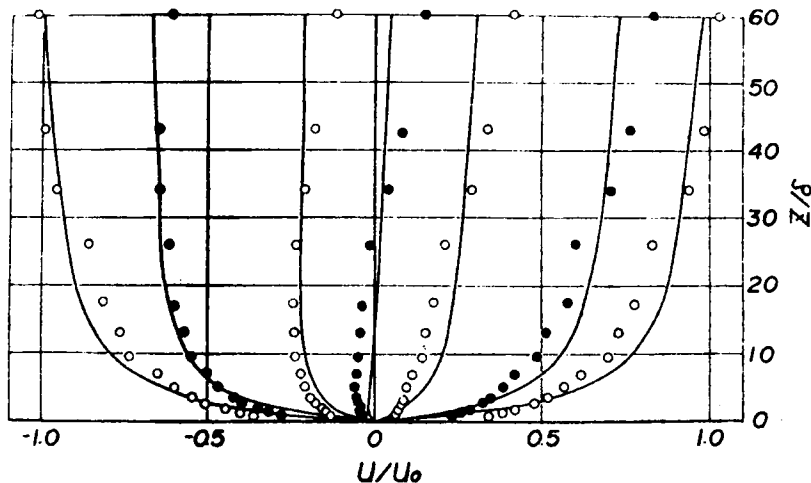


図 1・2・17 乱流境界層における流速分布  
(○印：Jonsson の実験値)

彼の実験では境界層外縁の流速の時間的変化が正弦的でないため、ここに示されている結果はそれぞれの高さにおける流速を調和分解することによって求めた基本周期成分のみを用いて示されている。この図から明らかなように、 $u/u_0$  の実測値と理論値は、その傾向がよく一致するが、底面よりはなれるにしたがって、実測値の方がやや大きくなる傾向がみられる。

計算結果を図 1・2・5 に示される層流理論の結果と比較すると、境界層の厚さが乱流境界層の場合、非常に大きく、さらに、底面近くの流速勾配も層流の場合に比べて大きいことがわかる。

一方、流速分布の実測値がきわめて少ないために、理論結果を広範な領域で十分に検証することはできなかったが、実測において、粗面上の流速分布を決定する際、鉛直軸の原点の位置が不明確であって、これを決定する方法

が一つの問題となる。図 1・2・17 では，一応，人工粗面の頂点を原点として図示したが，その結果は十分によいとはいえないようである。これについては，今後さらに詳しく検討する必要がある。さらに，乱流境界層理論で著者が採用した  $z_0/\delta$  と人工粗度の大きさとの関係も明確でない。

Jonsson は，実測の流速分布から，底面付近における流速分布が対数法則に従うとして，人工粗度を Nikuradse の相当粗度におきかえているが，この方法も，つねに流速分布を測定しなければ求められないという欠点がある。こうした問題点はまだ未解決であるが，一応，乱流境界層理論による流速分布は実測値とかなりよく一致することが明らかとなった。

なお，本節の最後に，(1・2・76)～(1・2・80)式に示される積分定数を電子計算機によって算定するためのプログラムを表 1・2・6 に示しておく。

表 1.2.6 積分定数算定のプログラム

EXTERNAL FORMULA NUMBER	SOURCE STATEMENT	INTERNAL FORMULA NUMBER
C	CALCULATION OF BOTTOM SHEAR STRESS OF TURBULENT BOUNDARY LAYER	
	READ(5,100)I,M	1
100	FORMAT(2I10)	2
	DO 10 J=1,L	3
	Y=FLDZ(I-1)	4
	A1=1.0*(1.0+0.02*Y)	5
	WRITE(6,101)Y	7
101	FORMAT(1H0,2MYF7.3)	8
	WRITE(6,103)	9
103	FORMAT(1H0,2MX=,0X,3MAY=,10X,3MAI=,10X,3MRP=,10X,3MBI=,10X,3CWE=,1	
	10X,3MC)=,10X,3MDP=,20X,3MDI=)	10
	DO 10 J=2,M,2	11
	X=FLDZ(J)/10.	12
	A2=X*A1	13
	A3=1.0*X*Y	14
	A4=1.0*X*(Y+50.)	15
	P1=SQRT(1.0*(2.0/X)0.4)	17
	A5=SQRT((P1+1.0)/8.)	18
	A6=SQRT((P1-1.0)/8.)	19
	P2=SQRT(1.0*(2.0/A2)0.4)	20
	A7=SQRT((P2+1.0)/8.)	21
	A8=SQRT((P2-1.0)/8.)	22
	B1=1.0-SQRT(2.0)*A2*(0.5-A7)	23
	B2=1.0-SQRT(2.0)*A2*(0.5-A7)	24
	B3=SQRT(2.0)*A2*A8-1.	25
	B4=SQRT(2.0)*A2*A8-1.	26
	P3=A4/A3	27
	B5=2.0*A4*ALOG(P3)	28
	B6=2.0*AR*ALOG(A4)	29
	F1=0.5*(A1-1.0)*A5-A1-A7	30
	F2=0.5*(A1-1.0)*A5-A1-A7	31
	F3=0.5*(A1-1.0)*A5-A1-A7	32
	F4=0.5*(A1-1.0)*A5-A1-A7	33
	F5=A6-A1-A8	34
	F6=A8-A1-A8	35
	C1=1.0/(P30.45)	36
	C2=A40.0*(-2.0*A7)	37
	C3=COB(B5)	38
	C4=BIN(B5)	39
	C5=COB(B6)	40
	C6=BIN(B6)	41
	C7=COB(B3+B6)	42
	C8=BIN(B3+B6)	43
	C9=COB(B5/2.0)	44
	C10=BIN(B5/2.0)	45
	P0=B10.2+B30.2	46
	DR=(B1+B2-B3-B4)/P0	47
	B1=(B1+B2-B3-B4)/P0	48
	B1=1.0*C10.2*(F2+C3+F4+C4)-C2=C10.2*(F4+DR+F5+BI)=C7-(F5+DR-F4+BI	
	1)=C8)	49
	B2=C10.2*(F4+C3-F2+C4)-C2=C10.2*(F5+DR-F4+BI)=C7*(F4+DR+F5+BI)=C8	
	1)	
	DR=F1-B1-C2*(F2+DR-F4+BI)=C5*(F3+BI+F6+DR)=C9)	50
	B1=F3-C2-C9*(F3+DR-F4+BI)=C6-(F3+BI+F6+DR)=C5)	51
	B1=2.0*C1*(A5+C9+A6+C10)	52
	B2=2.0*C1*(A5+C10+A6+C9)	53
	P4=B20.2+B10.2	54
		55
	AR=(B1+DR+B2-E1)/P4	56
	A1=(B2+DR+B1-E1)/P4	57
	DR=(B1+DR+B2-E1)/P4	58
	B1=(B2+DR+B1-E1)/P4	59
	DR=AR*(1.0-DR)=BI-B1	60
	C1=BI*(1.0-DR)=AR*DT	61
	WRITE(6,102)X,AR,A1,AR,B1,DR,C1,DR,B1	62
102	FORMAT(1H ,F6.2,2X,6F15.5)	63
10	CONTINUE	64
	STOP	65
	END	66



## 第5節 波動による境界層の層流から乱流への遷移限界

前節で述べたように，境界層内の流れが層流であるか乱流であるかによって，その摩擦機構は本質的に異なったものになる。したがって，波動による境界層が層流から乱流へ遷移する限界点を明らかにすることは，上述した二つの境界層理論の適用範囲を明確にする上できわめて重要な問題である。

波動境界層における層流から乱流への遷移点を求める一つの方法は，層流境界層の安定性を理論的に吟味することである。しかし，定常流においてもその取り扱いはいきわめて困難であって，波動運動のもとでこれを純粋に理論的に求めることは難しく，従来はもっぱら，実験的に研究が行なわれ，この問題が検討されてきた。こうした実験的研究のなかでも，とくに米国の Beach Erosion Board で Li<sup>3)</sup> および Manohar<sup>4)</sup> によって行なわれた一連の実験的研究は，この方面の研究の先駆的役割をはたした重要なものであり，ここでは，まず，Beach Erosion Board における研究結果の概要を示すとともに，その問題点についても言及する。

さて，彼らは，水中で振動板を水平方向に振動させ，振動板上におかれた過マンガン酸カリ粒子から発生する赤色流線の挙動を観察することによって，層流から乱流への遷移点を求めた。なお実験にあたっては，振動板を滑面にした場合と，砂粒をおいて固定粗面にした場合について検討し，底面の水理学的粗滑の条件をも定めた。その結果，Manohar は遷移限界値を決定する際に，底質粒径の大きさと，波動境界層の厚さとの比によって，領域を三つに分けて取り扱い，それぞれの領域における限界をつぎのように定めた。すなわち，

(1) 境界層の厚さ  $\delta_1$  が粒径  $d$  に比べて非常に大きい場合であって，この場合には底面の砂粒が境界層内の流れに影響を与えない。こうした状態における遷移限界は  $(\omega/\nu)^{\frac{1}{2}} \cdot A$  なる無次元量に関係する。ここに， $\omega$  は振動板の振動周波数であり， $T$  をその周期とすると， $\omega = 2\pi/T$  で与えられる。また， $A$  は振動板の最大振幅， $\nu$  は流体の動粘性係数である。

(2) 境界層厚  $\delta_1$  が底質粒径  $d$  と比較しても，それほど大きくない場

合であって、この場合の限界点は無次元量  $\omega A d / \nu$  に関係する。

(3) 境界層の厚さが底質粒径と比較して、あまり小さくなく、底質粒径の影響が大きい場合である。この場合の限界値は、 $f(d)$  を底質粒径  $d$  のある関数とすると、 $\omega A f(d) / \nu$  の一定値と結びつく。

以上のような三つの領域における遷移点を実験的に求め、限界値についてつぎのような結果が示された。すなわち、

$$\left. \begin{array}{ll} 1) & \delta_1/d > 3.0, \quad (\omega/\nu)^{1/2} \cdot A = 400 \\ 2) & 3.0 > \delta_1/d > 1.85, \quad \omega A d / \nu = 104 \\ 3) & \delta_1/d < 1.85, \quad \omega A d^{0.2} / \nu = 1.78 \times 10^4 \end{array} \right\} (1 \cdot 2 \cdot 104)$$

と表わされ、それぞれの領域に対し、限界値以上で乱流になる。ここに、 $\delta_1 = 6.5 (\nu/\omega)^{1/2}$  であって、境界層の厚さを表わす。

このような振動板による実験結果に対し、 $A = H/2 \sinh kh$  ( $H$ :波高,  $h$ :水深,  $k = 2\pi/L$ ,  $L$ :波長) とおくことによって、この結果がそのまま進行波による境界層に適用できるかどうかには疑問がある。というのは、振動板の現象は、波動運動のそれには類似しているが、底面付近での圧力変動が考慮されていない点および流体に及ぼす慣性項の影響がない点など進行波による乱れの発生とはかなり異なり、同一視できないようである。

この点を考慮して、Vincent<sup>20)</sup>は、進行波による境界層内での乱れの発生に関する実験を行ない、底面が滑面の場合、 $Li$  の限界値の  $1/5$  の値で遷移が始まることを示し、さらに、粗面の場合の遷移限界は、

$$u_* = 1.2 d^{-1/2} \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 105)$$

の関係で与えられることを示した。

その後、Brebner・Collins<sup>23)</sup> は、滑面水平床において波動のもとで発達した境界層が層流から乱流に遷移する限界をつぎのように定めた。すなわち、境界層が乱流の場合の運動方程式は

$$-\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial u_\infty}{\partial t} + (\nu + \varepsilon) \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 106)$$

である。

ここに， $u$  は境界層における水平方向の速度， $u_{\infty}$  は境界層外縁の速度であり， $\varepsilon$  は渦動粘性係数を表わす。(1・2・106)式右辺の第3項は Reynolds 応力を表わすものであって， $\varepsilon$  に対して，混合距離の概念を用いると，

$$\varepsilon = \text{const} \times \delta^2 \frac{\partial u}{\partial z} \quad (1 \cdot 2 \cdot 107)$$

と表わされる。いま第1近似として， $u \sim u_0$  ( $u_0$ : 境界層外縁における最大速度)， $z \sim \delta$  を用いて，さらに(1・2・107)式の関係から(1・2・106)式における Reynolds 応力項と粘性項の比をとると，この比は  $u_0 \delta / \nu$  の関数になる。したがって，Reynolds 数  $u_0 \delta / \nu$  の値が境界層内の流れの状態を支配する物理量であると考え，質量輸送速度に関する実験から，重力波のもとで乱れの発生が  $u_0 \delta / \nu$  の一定値に結びつくことを確めた。彼らの実験によると，底面が滑面の場合，波動による境界層が層流から乱流へ遷移する限界の Reynolds 数は

$$[u_0 \delta / \nu]_{\text{crit}} = 113$$

で与えられる。

つぎに，著者<sup>39)</sup>も，波動による底質の移動限界について考察したとき，波動境界層における層流——乱流遷移が， $u_0 \delta / \nu$  および  $d/A$  なる2つのパラメータに支配されることを，Manohar および Vincent の実験結果を用いて示し，さらに，振動板による限界値と進行波のそれはかなり相違することを見い出した。一方，著者の研究とほぼ同じ頃，Jonsson<sup>25)</sup>も，進行波によるその遷移限界が Reynolds 数  $RE = u_0 A / \nu$  および  $A/k$  ( $k$ : Nikuradse の相当粗度)の2つのパラメータに支配されることを見い出している。

そこで，まず，著者の結果を示し，Jonsson のそれと比較しながら，波動境界層における層流——乱流遷移について検討しよう。

(1・2・104)式で示される Li および Manohar の遷移限界値を

著者の示したパラメータで書きかえ，再整理すると，

$$u_0 = \omega A \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 108)$$

$$u_0 \delta / \nu = A / \delta$$

の関係を用いて，

$$(I) \quad (d/A) \cdot (u_0 \delta / \nu) < 0.22, \quad [u_0 \delta / \nu]_{\text{crit}} = 400 \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 109a)$$

$$(II) \quad 0.22 < (d/A) \cdot (u_0 \delta / \nu) < 0.35,$$

$$(d/A) \cdot (u_0 \delta / \nu)^2_{\text{crit}} = 104 \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 109b)$$

$$(III) \quad (d/A) \cdot (u_0 \delta / \nu) > 0.35,$$

$$(u_0 d^{0.2} / \nu) = 1.78 \times 10^4 \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 109c)$$

となる。ここで，(1・2・109c)式で示される(Ⅲ)の領域の限界値は無次元量でなく，底質粒径 $d$ の大小によって遷移限界値が変化することを示しているが，こうした表示のもつ物理的意味と考えると，(1・2・109c)式で示される結果には若干の疑問が残る。

図1・2・18は，Manoharが行なった振動板による遷移限界の実験結果を，著者が示した無次元量 $u_0 \delta / \nu$ と $d/A$ の関係で再整理したものであって，図中には，(1・2・109)式で示されるManoharの限界値も示しておいた。図から明らかなように，層流——滑面乱流の遷移限界値は

$$[u_0 \delta / \nu]_{\text{crit}} = 400 \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 110a)$$

で与えられ，Manoharの結果と一致することがわかる。しかし，Manoharが示した(Ⅱ)と(Ⅲ)領域の限界はそれほど明確でなく，さらに(Ⅲ)領域における粒径の効果も若干はみられるが，それほど顕著でない。そこで，著者は，これらの領域区分を行わず，単に，層流——粗面乱流の遷移限界として，

$$(d/A) \cdot (u_0 \delta / \nu)^3 = 2 \times 10^4 \quad (1.2.110b)$$

を用いることを提案したい。なお滑面乱流——粗面乱流の限界は、 $u_0 \delta / \nu$  の値が 400 付近では  $d/A = 3.2 \times 10^{-4}$  となるが、 $u_0 \delta / \nu$  の値がさらに大きい場合については明らかでない。

一方、進行波の場合に対しても、上述したと同様のパラメータで、Vincent の実験結果を再整理するとつぎのようになる。すなわち、底面が滑面の場合、Vincent の限界値は  $Li$  のその 1/5 になることから、進行波に対して、

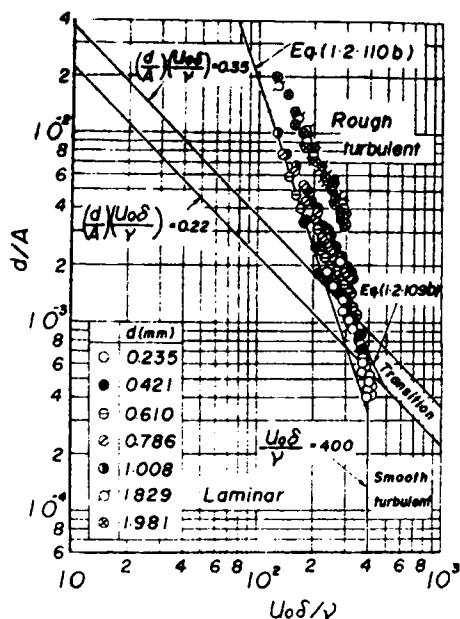


図 1・2・18 振動板による遷移限界

$$[u_0 \delta / \nu]_{\text{crit}} = 80 \quad \dots\dots\dots (1.2.111a)$$

がえられる。しかし、この値については、すでに示したように、Collins の実験結果から、 $[u_0 \delta / \nu]_{\text{crit}} = 113$  の方が信頼できる値であることが明らかにされた。また、底面が粗面の場合についての実験結果によると、遷移限界は (1.2.105) 式の関係で表わされているが、この関係も著者の示した無次元量を用いて書きかえるならば、

$$(d/A)(u_0 \delta / \nu)^3 = 1.2^3 \times (\delta / \nu)$$

と表わされる。Vincent が行なった実験の範囲から考えて、 $\delta$  および  $\nu$  の値はそれほど変化しないと考えられるので、結局、 $(d/A)(u_0 \delta / \nu)^3 = \text{const}$  で表わされると推定される。

図 1・2・19 は、Vincent が粗面の場合について行なった実験の結果

を，著者が再整理し， $u_0 \delta / \nu$  と  $d/A$  の関係で示したものである。図から明らかなように，層流——粗面乱流の遷移限界は，(1・2・105)式よりむしろ，

$$(d/A)(u_0 \delta / \nu)^3 = 7.3 \times 10^2$$

$$\dots\dots (1 \cdot 2 \cdot 111 b)$$

と表わした方がよいようである。

以上の結果から，現在のところもっとも信頼できる遷移の限界を，進行波および振動板のそれぞれについて示すと表1・2・7のようになる。

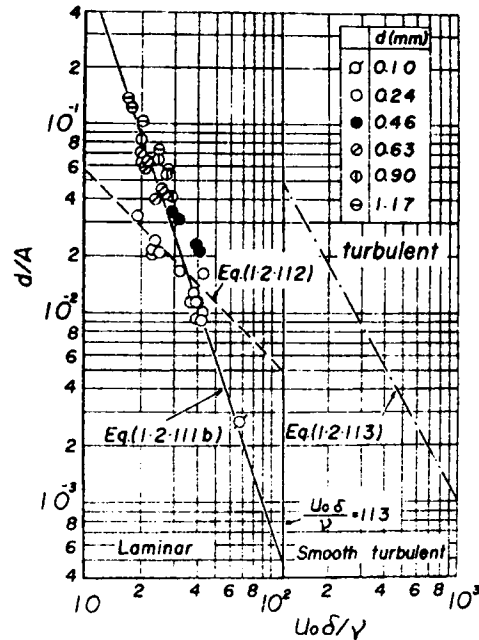


図1・2・19 進行波の遷移限界

図1・2・7 層流——乱流遷移の限界値

	進 行 波	振 動 板
層 流 —滑面乱流	$\frac{u_0 \delta}{\nu} = 113$	$\frac{u_0 \delta}{\nu} = 400$
層 流 —粗面乱流	$(\frac{d}{A})(\frac{u_0 \delta}{\nu})^3 = 7.8 \times 10^2$	$(\frac{d}{A})(\frac{u_0 \delta}{\nu})^3 = 2 \times 10^4$
滑面乱流 —粗面乱流	$u_0 \delta / \nu = 113$ で $d/A = 5 \times 10^{-4}$	$u_0 \delta / \nu = 400$ で $d/A = 3.2 \times 10^{-4}$

この表から明らかなように，一般に， $d/A$  の値が一定の場合，進行波の遷移限界 Reynolds 数は振動板のそれよりつねに小さいことがわかる。

なお，Jonsson は，遷移限界が Reynolds 数  $RE = u_0 A / \nu$  と  $A/k$  に関係することを示したが， $RE = (u_0 \delta / \nu) \cdot (A / \delta) = (u_0 \delta / \nu)^2$  の関係および  $k \sim d$  から，結局，Jonsson の示した関係は著者のそれと一致することがわかる。Jonsson の層流——滑面乱流の遷移限界は，Reinius<sup>40)</sup>による開水路の実験から，

$$RE = 1.26 \times 10^4$$

とした。いま， $RE = (u_0 \delta / \nu)^2$  の関係を用いると，この限界は  $[u_0 \delta / \nu]_{\text{crit}} = 112$  となり，Collins が示した結果とよく一致することがわかる。

つぎに，層流——粗面乱流の遷移限界については，Jonsson はまず図 1・2・20 に示すような境界層厚  $\delta_J$  を定義し，Lhermitte<sup>41)</sup>の研究結果から，その限界は  $k / \delta_J = 0.25$  であるとした。いま，(1・2・108)式と層流理論における関係， $\delta_J = (\pi / \sqrt{2}) \delta$ ，を用いると，その限界はつきのように書きかえられる。すなわち，

$$A/k = (4\sqrt{2}/\pi) \sqrt{RE}$$

さらに， $\sqrt{RE} = u_0 \delta / \nu$  とし， $k = d$  とすると，上式は，

$$(d/A)(u_0 \delta / \nu) = 1.80 \cdots (1 \cdot 2 \cdot 112)$$

となる。図 1・2・19 における破線は(1・2・

112) 式の関係を示すものであるが，Vincent の実験結果とはその傾向がかなり異なっていることがわかる。さらに，Jonsson は，彼の実験結果を用いて滑面乱流と粗面乱流の限界についても，定常流における層流底層の概念を導入して，

$$\left(\frac{k}{A}\right) \left(\frac{u_0 \delta}{\nu}\right)^{1.8} = 2.57 \times 10^2 \quad (1 \cdot 2 \cdot 113)$$

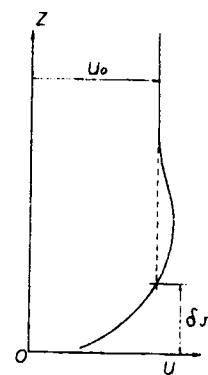


図1・2・20

Jonssonによる境界層厚の定義

なる関係を与えた。図 1・2・19 における 1 点鎖線はこの関係を示すものであるが、Vincent の実験ではこの領域における結果がないので、これを実証することはできない。

以上、波動境界層における層流——乱流遷移の限界について、従来の実験結果から検討を加え、表 1・2・7 に示す結果をえ、底面が粗面の場合、遷移限界 Reynolds 数  $u_0\delta/\nu$  は、底質粒径  $d$  と底面における水粒子の最大振幅  $A$  の比  $d/A$  の値が増大するとともに減少することを示した。

以上の結果に対し、Jonsson の結果は粗面乱流への遷移において、その傾向が若干ことになっている。その原因は現在のところ明確でなく、なお今後、さらに検討すべき問題が残されているように思われる。

最後に、前節の乱流境界層理論で示した粗度要素  $z_0/\delta$  は、

$$z_0/\delta = (z_0/A)(A/\delta) = (z_0/A)(u_0\delta/\nu)$$

と表わされるから、 $z_0 \sim d$  と考えるならば、 $d/A$  と  $u_0\delta/\nu$  の関数であると考えることができよう。



## 第6節 結 語

以上，本章では，波動運動に伴って海底に発達する境界層内部の流れの挙動を明らかにするために，非定常境界層方程式にもとづいて，層流ならびに乱流境界層内の流速分布を理論的に導くとともに，波動による底面せん断応力の解析や抵抗法則についても考察を行なった。

まず，第1節においては，従来の研究の成果を概述するとともに，研究上の問題点を指摘し，ついで第2節では，波動運動のような非定常運動に対する境界層方程式について考察し，(1・2・1)および(1・2・2)式で表わされる基礎方程式を波動運動における境界層に適用する場合の問題点について検討を加えた。さらに，波動運動における摩擦過程を記述するために，定常流で用いられている定義とは若干異なった摩擦係数(1・2・11)式を導入して，波動運動における抵抗法則の確立を試みた。

第3節では，層流境界層内における流れの挙動を明らかにするために，層流境界層方程式にもとづいて，境界層内の流速分布の理論式を導き，層流境界層内の流速特性について検討を加えたが，その結果を要約するとつぎのようである。

1) 非線型層流境界層方程式は，一般に解をうることができないので，本章ではせつ動法を用いて逐次近似解を求めた。こうして導かれた浅海重複波および進行波に伴う層流境界層内の流速分布はそれぞれ(1・2・37)および(1・2・45)式によって表わされるが，この第2次近似解には境界層方程式における非線型の効果および境界条件の一つである境界層外縁の流速(非回転有限振幅波理論)に関する高次項の効果が含まれている。(1・2・37)および(1・2・45)式におけるそれぞれの項を比較検討すると，境界層外縁の流速に含まれる高次項の効果は非線型項の効果に比して小さいことが明らかとなった。

2) 無次元表示された境界層内の流速は，非線型項の効果によって，正方向の最大値と負方向のそれが同じ値でなく，さらに，波形勾配の増大とともに，その最大値も増加する。

3) 波動によって底面に発達する層流境界層の厚さは $7\delta$ 程度である。

これは、周期10secの波に対しても、その厚さがほぼ0.9cm程度ときわめて小さいことを示し、実験的にその流速分布を測定することが非常に困難なことを示している。

4) 層流境界層の場合の最大摩擦速度と波の特性との関係は(1・2・50)式で示される。しかし、流速分布として第2次近似解を用いる場合には、図1・2・4にもとづいて若干の補正が必要である。

5) 波動運動における摩擦係数は、(1・2・50)式から求めることができるが、これには底面摩擦応力の最大値と境界層外縁における最大流速との間に存在する位相差が関係するので、この関係を考慮する必要がある。

一方、第4節では、乱流境界層内の流れの挙動を明らかにするために、境界層内における渦動粘性係数を(1・2・56)あるいは(1・2・58)式のように仮定し、これらを乱流境界層方程式に導入して、直接流速分布式を誘導するとともに、乱流境界層の場合の摩擦機構についても考察を加えた。その結果を要約するとつぎのようである。

1) 乱流境界層における解析は、第1次近似解に限った。その理由は、乱流境界層の発達の本質を明確にするためであって、非線型効果については、すでに層流境界層理論において吟味されているため、ここでは取り扱わなかった。

2) 乱流境界層における流速分布式は、重複波の場合、(1・2・86)～(1・2・91)式で、また、進行波の場合、(1・2・92)～(1・2・94)式で与えられるが、これらの式は、 $\alpha = (u_* \delta / \nu) \times 10^{-3}$ を用いることによって、理論的考察の結果がJonssonの実験結果にほぼ一致する。

3) 乱流境界層における摩擦応力は(1・2・96)式で示されるが、この式には底面粗度の効果が含まれている。この式にもとづいて、最大摩擦係数をReynolds数  $u_* \delta / \nu$  および粗度  $z_0 / \delta$  の関数として求めると、図1・2・16の結果がえられる。しかし、図から明らかなように、この理論の適用範囲は、層流から滑面乱流および粗面乱流への遷移領域であることが推定され、あまり、Reynolds数の大きい領域には適用できない。

4) 乱流境界層の厚さは層流境界層のそれに比べて非常に大きく、その

厚さはほぼ  $150\delta$  となる。また，位相差も層流理論とは異なっている。

最後に，この二つの境界層理論の適用範囲を明確にするために，波動境界層の層流から乱流への遷移限界について，従来の研究結果を紹介しながら，その問題点を指摘し，そうして，現在のところもっとも信頼できる限界値として表 1・2・7 を得，これを用いることを提案した。

以上，著者は，漂砂の運動機構を解明するための第 1 歩として，その原因となる流体の運動，とくに波によって海底に発達する境界層内の流れの解析を試みてきた。ここで取り扱った波動境界層理論は本論文の基礎となる理論であるばかりでなく，海岸工学上の種々の問題にも応用できると確信している。ただし，こうした基礎的研究においては，現象の本質を把握するために，現象をかなり単純化している。本章での取り扱いにおいても，海底は水平であると仮定しているし，さらに規則波のみを解析の対象としたが，実際の海岸では，海底地形はきわめて複雑であり，波も不規則波であるばかりでなく，種々の流れを含むため，本章で述べた理論が直接問題の解決に役立つわけではない。したがって，次章以下では，こうした理論を個々の問題にいかに関用していくかについて述べるつもりである。

## 参 考 文 献

- 1) たとえば, Lamb, H.: Hydrodynamics, 6th ed., Cambridge, 1957, p. 622.
- 2) Longuet-Higgins, M.S.: Mass Transport in Water Waves, Phil. Trans. Royal Soc., London, Series A, No. 903, Vol. 245, 1953, pp. 535-581.
- 3) Houn Li: Stability of Oscillatory Laminar Flow near an Oscillating Wall, B.E.B. Tech. Memo. No. 47, 1954. pp. 1-48.
- 4) Manohar, M.: Mechanics of Bottom Sediment Movement due to Wave Action, B.E.B. Tech. Memo., No. 75, 1955, pp. 1-121.
- 5) Kalkanis, G.: Turbulent Flow near an Oscillating Wall, B.E.B., Tech. Memo., No. 97, 1957, pp. 1-36.
- 6) Kalkanis, G.: Transportation of Bed Material due to Wave Action, U.S. Army. Coastal Eng. Res. Center, Tech-Memo., No. 2, 1964.
- 7) Iwasa, Y.: Attenuation of Solitary Waves on a Smooth Bed, Trans. A.S.C.E., Vol. 124, 1959, pp. 193-206.
- 8) Longuet-Higgins, M.S.: The Mechanics of the Boundary Layer near the Bottom in a Progressive Wave, Proc. 6th Conf. on Coastal Eng., 1958, pp. 184-193.
- 9) Eagleson, P.S.: The Damping of Oscillatory Waves by Laminar Boundary Layers, M.I. T., Hydrodynamics Lab. Tech. Rep. No. 32, 1959, pp. 1-37.
- 10) Eagleson, P.S.: Laminar Damping of Oscillatory Waves, Proc. A.S.C.E., Vol. 88, No. HY3, 1962, pp. 155-181.

- 11) Grosch, C.E., Ward, L.W. and Lukasik, S.J.: Viscous Dissipation of Shallow Water Waves, Physics of Fluids, Vol. 3, 1960, pp. 477-479.
- 12) Grosch, C.E. and Lukasik, S.J.: Discussion of "Laminar Damping of Oscillatory Waves", Proc. of A.S.C.E., Vol. 89, No. HY1, 1963, pp. 232-239.
- 13) Iwagaki, Y. and Tsuchiya, Y.: Laminar Damping of Oscillatory Waves due to Bottom Friction, Proc. 10th Conf. on Coastal Eng., 1966, pp. 149-174.
- 14) Lukasik, S.J. and Grosch, C.E.: Pressure-velocity Correlations in Ocean Swells, J.G.R., Vol. 68, 1963, pp. 5689-5699.
- 15) Jonsson, I.G.: Measurement in Turbulent Wave Boundary Layer, I.A.H.R., 10th Congress, London, Vol. 1, 1963, pp. 85-92.
- 16) Carlsen, N.A.: Measurements in the Turbulent Wave Boundary Layer, Basic Research Progress Report 14, Coastal Engineering Lab., Tech. Univ. of Denmark, 1967, pp. 2-3.
- 17) Kajiura, K.: On the Bottom Friction in an Oscillatory Current, Bulletin of the Earthquake. Res. Ins., Vol. 42, 1964, pp. 147-174.
- 18) Kajiura, K.: A Model of the Bottom Boundary in Water Layer Waves, Bulletin of the Earthquake Res. Ins., Vol. 46, 1968, pp. 75-123.
- 19) Johns, B.: The Damping of Gravity waves in Shallow Water by Energy Dissipation in a Turbulent Boundary Layer, Tellus XX, No. 2, 1968, pp. 330-337.

- 20) Vincent, G.E.: Contribution to the Study of Sediment Transport on a Horizontal Bed due to Wave Action, Proc. 6th Conf. on Coastal Eng., 1958, pp. 326-335.
- 21) Yalin, M.S. and Russell, R.C.H.: Shear Stresses due to Long Waves, J. Hydr. Res., Vol. 4, No. 2, 1966, pp. 56-98.
- 22) 岩垣雄一・陳 活雄：遷移領域付近の波による底面摩擦に関する実験的研究，京大防災研究所年報，第 11 号 B，1968，pp. 355-374.
- 23) Brebner, A. and Collins, J.I.: The Effect on Mass-Transport of the Onset of Turbulence at the Bed under Periodic Gravity Waves, ASME-EIC, Hydraulics Conf. Paper, No. 61-EIC-8, 1961, pp. 1-8.
- 24) Brebner, A., Askew, J.A. and Law, S.W.: The Effect of Roughness on the Mass-Transport of Progressive Gravity Waves, Proc. 10th Conf. on Coastal Eng., Vol. 1, 1966, pp. 175-184.
- 25) Johnson, I.G.: Wave Boundary Layers and Friction Factors, Proc. 10th Conf. on Coastal Eng., Vol. 1, 1966, pp. 127-148.
- 26) Sainflou, G.: Essai sur les Diques Maritimes Verticales, Annales des Ponts et Chaussees, Vol. 98, No. 4, 1928.
- 27) Penny, W.C. and Price, A.T.: Finite Periodic Stationary Gravity Waves, in a Perfect Liquid., Phil. Trans. of Royal Soc., London, Series A., Vol. 244, 1952, pp. 254-284.
- 28) Gourret, M.: Sur Mouvement Approche des Clapotis, Application au Calcul des Diques Maritimes Verticales, Annales des Ponts et Chaussees, Vol. 105, No. 16, 1935.

- 29) Miche, M.: Mouvements Ondulatoires de la mer en Profondeur Constante ou Décroissante, Annales des Ponts et Chaussées, Vol. 121, No. 3, 1944, pp. 25-61.
- 30) 岸 力 : Clapotis in Shallow Water, Journal of Research of PWRI, Vol. 2, Research Paper 5, 1957, 10p.
- 31) Tadjbaksh, I. and J.B. Keller: Standing Surface Waves of Finite Amplitude, J.F.M. Vol. 8, 1960, pp. 442-451.
- 32) 合田良実・柿崎秀作 : 有限振幅波ならびにその波圧に関する研究, 運輸省港湾技術研究所報告, 第 5 卷, 10 号昭 4 1.9, 50 p p.
- 33) 岩垣雄一・山口正隆 : Stokes 波とクノイド波の適用限界について, 第 13 回海岸工学講演会講演集, 昭 4 2.10, p p. 8-16.
- 34) Schlichting, H.: Boundary Layer Theory, Translated by Kestin, J., McGraw-Hill, New York, 1955, pp. 180-197.
- 35) Wiegel, R.L.: Oceanographical Engineering, Prentice-Hall Series in Fluid Mechanics, Prentice Hall Inc., 1964, pp. 29-40.
- 36) Mellor, G.L., and D.M. Gibson: Equilibrium Turbulent Boundary Layers, J.F.M. Vol. 24, 1966, pp. 225-253.
- 37) 堀川清司・渡辺 晃 : 表面波による振動流境界層に関する実験的研究, 第 15 回海岸工学講演会講演集, 昭 4 3.10, p p. 16-23.
- 38) Hinze, J.O.: Turbulence, McGraw-Hill, 1959, pp. 492-493.
- 39) 野田英明 : 波による海底砂の初期移動について, 第 13 回海岸工学講演会講演集, 昭 4 1.12, p p. 135-141.
- 40) Reinius, E.: Steady Uniform Flow in Open Channels. Div. of Hydraulics, Royal Inst. of Tech., Stockholm, Bull. No. 60., 1961.

- 41) Lhermitte, P.: Contribution a l'étude de la couche limite des houles monochromatiques, La Houille Blanche, Vol. 13, No. A, 1958, pp. 366-376.



### 第3章 境界層内における質量輸送

#### 第1節 概 説

波による質量輸送の問題は、沿岸帯における流れや漂砂の問題と密接な関係をもつために、従来から多くの研究者によって関心をもたれてきたが、波による質量輸送の機構はきわめて複雑であって、それを理論的に取り扱った研究は非常に少なく、非回転理論にもとづく Stokes<sup>1)</sup>の研究や層流境界層理論にもとづく Longuet-Higgins<sup>2)</sup>の研究などをあげることができるだけである。

Stokes の理論によると、 $kh = 1$  ( $k = 2\pi/L$ ,  $L$ : 波長,  $h$ : 水深) 程度の深さにおける質量輸送速度の鉛直分布は図 1.3.1(a)に示すようであって、その鉛直分布は底面において最小、水面で最大となることがわかる。しかし、波動実験水槽における質量輸送速度の鉛直分布は、連続の式を満足するように補正を必要とするが、その補正を行なうと図 1.3.1(b)に示すような鉛直分布となり、底面付近における質量輸送の方向は波の進行方向と逆になり、いわゆるもどり流れが存在することになる。

Bagno ld<sup>3)</sup>は実験水槽で質量輸送速度の観察を行なったが、このような理論的分布形は見い出されず、実験水槽の底面付近では強い岸向きの質量輸送が存在し、それより上層ではゆっくり

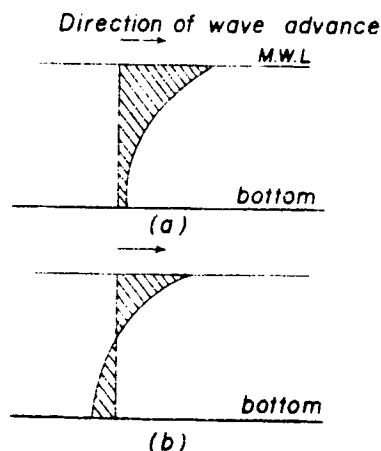


図 1.3.1  
質量輸送速度の  
鉛直分布(Stokes 理論)

した冲向きの質量輸送が存在することを明らかにし、岸向きと冲向きの限界高さは底面から  $0.2h \sim 0.35h$  のところにあることを示した。その後、King<sup>4)</sup> も同様の実験を行ない、同じ結果をえているが、Bagnold が観察した層よりさらに上方の表層の水粒子は、やはり岸向きに輸送されることを見い出した。

以上の結果から明らかなように、Bagnold や King の実験結果は Stokes の理論とかなり異なっている。Longuet-Higgins は、この相違の原因を水底および水面付近における流体粘性の効果によるものと考え、質量輸送に関する理論的考察を行ない、層流境界層を考慮することによって、Bagnold の実験結果が説明できることを示した。一方、この結果を確認するために、Russell および Osorio<sup>5)</sup> は広範な実験を行ない、進行波の場合、Longuet-Higgins の導いた結果と比較検討して、底面近くにおける質量輸送速度が彼の理論と一致することを見い出した。さらに、Russell および Osorio は、彼らの実験結果のなかには底面付近における流れが乱流状態のものも含まれているが、その結果も、層流状態に適用すべき Longuet-Higgins の理論と一致することを見い出し、Longuet-Higgins<sup>6)</sup> がその理由を説明しているが、乱流状態の判定をどうしたかの問題を含めて、この結果には不明の点も多く、乱流境界層の内部機構に関する考察にもなお疑問の点が残されているなど、さらに詳細に検討する必要があると考えられる問題点も少なくない。

波の運動によって引き起こされる海底付近の水粒子の運動は、底質粒子に掃流力を及ぼし、それが底質粒子の運動に対する抵抗力をこえると、底質粒子は移動をはじめようになる。しかし、一般に、波による水粒子の運動は、波の峯が通過するときと、波の谷が通過するときとでその方向が変化するので、岸向きと冲向きの速度が等しいときには、波の一周後における水粒子はもとの位置にもどることになる。したがって、こうした状態における底質は波によって運動するが、実質的な輸送は起こらない。底質が輸送されるためには、波の作用の他に流れの作用が加わらなければならない。

このような考え方から、海岸や海底地形の変化と関連して、海浜における流れを研究するために、Shepard および Inman<sup>7)</sup> が広範な現地観測を行な

った。ここでは、まずその観測結果を簡単に紹介して海岸における流れの実態を説明し、波による質量輸送がこうした流れや漂砂に対していかに重要な役割をはたしているかを明らかにしたい。

図 1.3.2 は、Shepard および Imman が海岸における典型的な流れを模式的に表わしたものであって、この図から明らかなように、種々の形の海浜流が存在することを示している。しかし、これらは、普通、砕波帯よりある程度沖側にみられる海岸流 (coastal currents) と、砕波帯付近を含めてより岸側に見い出される海浜流系統 (nearshore current

systems) の二つに大別される。

前者は、流れの方向が海岸線にほ

ぼ平行で、一様な速さをもつ流れであって、主として潮流および吹送流に関係するものである。後者の流れは、海岸に来襲する波の作用および本章において取り扱う質量輸送と密接な関連をもち、沿岸変形過程の観点から最も重要な流れと考えられる。この海浜流系統は成因別に分けると、(1) 上述した岸向きの質量輸送速度、(2) 海岸線に平行な方向の沿岸流 (longshore currents) および (3) 広義の沖向き離岸流 (seaward return flows) になる。なお、沿岸流のなかには、岸向き質量輸送速度の海岸線に平行な方向の場所的分布が波の屈折によって一様でなくなるために起こる流れも含まれている。さらに、離岸流は、質量輸送速度に関する Bagnold の実験結果でも示したように、中間層における沖向きのもどり流れと、海岸線に沿って断続的に現われるいわゆる狭義の離岸流 (rip currents) に分けることができる。

一般に、このような流れの挙動は来襲波の特性、とくに周期、波高および波向の影響をうける。いま、一例として、周期の長い波の場合を考えよう。この場合、入射波は砕波点付近に達するまでに、十分に屈折しているため、

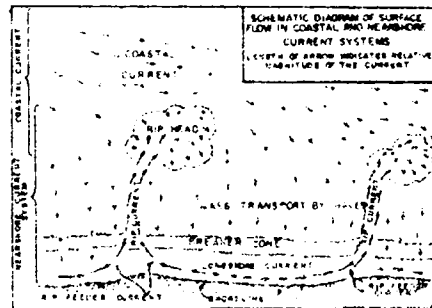


図 1.3.2

海岸流および海浜流系統  
説明図 (Shepard による)

波の収束領域への質量輸送が顕著になり、いそ波帯では収束領域から発散領域に向い沿岸流が卓越するようになる。そうして、この沿岸流は収束領域からある距離のところで離岸流となる。こうした状態では、波による質量輸送が海浜流に対して重要な役割をはたし、さらに、こうした流れが漂砂に及ぼす影響もきわめて大きいと想定される。なお、短周期波の場合には波が斜めに来襲することか沿岸流発達の大いなる要因となっていることを付言しておく。

さて、上述した海浜流は、普通、比較的単純な形状の海岸にみられるものであって、これとは別に、防波堤や突堤などの人工構造物の存在する海岸とか、あるいは特殊な海岸形をもつ港湾泊地などでは非常に複雑な流れがしばしば観測されている。著者<sup>9)</sup>も日本海の一漁港における泊地埋没の原因がこうした流れによることを見い出した。その後、この流れが港内に発生する浅海重複波による質量輸送であることを実験によって確認した。

一般に、浅海重複波の場合、非回転波動理論では高次の近似解を用いても、質量輸送は存在しない。しかしながら、底面および水面付近における境界層を考慮すると、重複波の場合でも質量輸送の存在することが Longuet-Higgins<sup>2)</sup>によって理論的に明らかにされた。こうした質量輸送とくに底面付近におけるそれが漂砂の移動特性と密接な関連をもつことは、すでに多くの研究者によって指摘されているところではあるが、Longuet-Higgins<sup>2)</sup>の理論的研究、Russell および Osorio<sup>5)</sup>の進行波に対する実験的研究以外にはみるべきものがなく、重複波の場合には何ら実験的検討がなされていないというのが現状である。しかしながら、重複波による質量輸送についても、漂砂の特性と重要な関連をもつと考えられることから、定量的な検討が必要であり、さらに、近年急速に発展した波動境界層理論にもとづいて、乱流境界層の場合も含めて、詳細に検討する必要があると考えられる。

以上のような意味から、本章では、主として重複波による底面境界層内の質量輸送について取り扱い、漂砂との関連を論ずる。すなわち、第2節では、波による質量輸送速度の定義を示すとともに、前章で述べた波動境界層理論の適用にあたっての問題点を明らかにする。第3節では、層流境界層理論にもとづく質量輸送速度について理論的に考察するが、この場合、境界層外縁

流速の高次近似解がその層内の質量輸送速度に及ぼす効果についても検討する。Longuet-Higgins はその流速に対して波動理論による第 1 次近似解を用いて論じたが、本節ではさらに高次近似解を用いた場合について検討する。つぎに、第 4 節では、前章で示した波動乱流境界層理論にもとづいて、乱流境界層における質量輸送速度を理論的に考察し、第 5 節では、前節までの理論的考察の結果を重複波の実験によって比較検討する。最後に、第 6 節では、以上の結果を要約し、その問題点を明らかにするとともに、漂砂の移動特性との関連についても検討する。

## 第 2 節 質量輸送速度に関する一般的考察

質量輸送速度を Longuet-Higgins にならって定義するとつぎのようである。すなわち、2 次元流れの場合、点  $(x, z)$  における時間  $t$  での水平および鉛直方向の速度成分をそれぞれ、 $u$  および  $w$  とすれば、これらを前章と同様に微小量  $\varepsilon = H/L$  のべき級数として、

$$\left. \begin{aligned} u(x, z, t) &= \varepsilon u_1 + \varepsilon^2 u_2 + \cdots \\ w(x, z, t) &= \varepsilon w_1 + \varepsilon^2 w_2 + \cdots \end{aligned} \right\} \quad (1.3.1)$$

と表わすことができる。いま波の一周期平均を  $\bar{\quad}$  で表わすと、一般に、

$$\bar{u}_1 = \bar{w}_1 = 0$$

であり、これらは時間  $t$  に関する周期性を表わしている。

つぎに、一個の水粒子の速度を  $U(x, z, t)$  および  $W(x, z, t)$  で表わし、 $t=0$  において点  $(x_0, z_0)$  にあった水粒子の時間  $t=t$  における位置を  $(x_0 + \Delta x, z_0 + \Delta z)$

とすると、図 1.3.3. から明らかなように、その変位  $(\Delta x, \Delta z)$  はそれぞれ

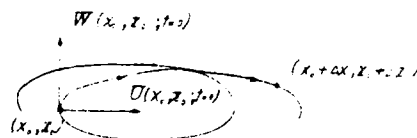


図 1.3.3. 記号説明図

$$\Delta x = \int_0^t U dt, \quad \Delta z = \int_0^t W dt \quad (1.3.2.)$$

によって与えられる。したがって、時間  $t$  における点  $(x_0 + \Delta x, z_0 + \Delta z)$  の位置での水粒子速度は

$$U(x_0 + \Delta x, z_0 + \Delta z, t) = u(x_0 + \Delta x, z_0 + \Delta z, t)$$

で与えられる。上式を Taylor 級数に展開すれば、

$$\begin{aligned} U &= u(x_0, z_0, t) + \Delta x \frac{\partial u}{\partial x} + \Delta z \frac{\partial u}{\partial z} + \dots \\ &= u + \frac{\partial u}{\partial x} \int_0^t U dt + \frac{\partial u}{\partial z} \int_0^t W dt + \dots \end{aligned} \quad (1.3.3)$$

と表わされ、 $W$  についても同様の式がえられる。 $U$  および  $W$  についても、

$$\left. \begin{aligned} U &= \varepsilon U_1 + \varepsilon^2 U_2 + \dots \\ W &= \varepsilon W_1 + \varepsilon^2 W_2 + \dots \end{aligned} \right\} \quad (1.3.4.)$$

とすれば、これを (1.3.3.) 式に代入して、

$$\begin{aligned} \varepsilon U_1 + \varepsilon^2 U_2 + \dots &= \varepsilon u_1 + \varepsilon^2 \left( u_2 + \frac{\partial u_1}{\partial x} \int_0^t U_1 dt + \frac{\partial u_1}{\partial z} \int_0^t W_1 dt \right) + \dots \end{aligned} \quad (1.3.5)$$

がえられる。したがって、 $U_1$  に対する方程式は

$$U_1 = u_1, \quad (W_1 = w_1) \quad (1.3.6)$$

であり、 $U_2$  に対するそれは、

$$U_2 = u_2 + \frac{\partial u_1}{\partial x} \int_0^t u_1 dt + \frac{\partial u_1}{\partial z} \int_0^t w_1 dt \quad (1.3.7)$$

となる。いまの波、一周期平均をとると、

$$\bar{U}_1 = \bar{u}_1 = 0$$

$$\bar{U}_2 = \bar{u}_2 + \overline{\int_0^t u_1 dt \cdot \frac{\partial u_1}{\partial x}} + \overline{\int_0^t w_1 dt \cdot \frac{\partial u_1}{\partial z}} \quad (1.3.8)$$

となり、結局、

$$\bar{U} = \varepsilon^2 \bar{U}_2 \quad (1.3.9.)$$

が一周期平均の質量輸送速度を与えることになる。

(1.3.8.)および(1.3.9)式によって与えられる質量輸送速度は境界層内にかぎらず、流体内部の全空間に対して適用できるものである。しかしながら、本章では、波動によって発達する底面境界層に着目し、第2章で導いた層流および乱流境界層における速度成分を(1.3.8)式に適用して、この層内における質量輸送速度を求め、漂砂の移動特性との関連を検討しようとするものである。

さて、前章では、底面境界層内の速度成分を求めるためにせつ動法を用いたので、すべての量を無次元化して取り扱ってきた。したがって、前章の結果をそのまま適用するためには、(1.3.8)および(1.3.9)式で示される諸量を前章の表1.2.1を用いて無次元化しておく方が取り扱い上便利である。(1.3.8.)および(1.3.9)式に示される諸量を無次元化すると、

$$\bar{U} = \sqrt{g/k} \bar{U}^+ \quad (1.3.10)$$

$$\bar{U}^+ = \varepsilon^2 \bar{U}_2^+ \quad (1.3.11)$$

$$\bar{U}_2^+ = \frac{1}{2\pi} \left[ \bar{u}_2^+ + \frac{1}{\omega_0^+} \left\{ \overline{\int_0^{t^+} U_1^+ dt^+ \frac{\partial u_1^+}{\partial x^+} + \int_0^{t^+} w_1^+ dt^+ \frac{\partial u_1^+}{\partial z^+}} \right\} \right] \quad (1.3.12)$$

となる。さらに、

$$\bar{U}_2^+ = \int_0^{2\pi} u_2^+ dt^+$$

である。

### 第3節 層流境界層における質量輸送速度

#### 3.1 進行波

浅海進行波による底面境界層内の速度成分  $u_1$  および  $w_1$  は、それぞれ前章の (1.2.42) および (1.2.43) 式によって、また  $u_2$  は (1.2.44) 式によって与えられるので、(1.3.12) 式にこれらの式を代入すると、浅海進行波の場合の底面境界層内における質量輸送速度を計算することができる。

いま、若干の計算によって、浅海進行波の底面境界層内における質量輸送速度を無次元形で表わすとつぎのようになる。すなわち、

$$\bar{U}_2^+ = \frac{\pi^2 \omega_0^+}{4 \sinh^2 h^+} K_p(\eta^+) \quad (1.3.13)$$

である。ここに、

$$K_p(\eta^+) = 5 - 8e^{-\eta^+} \cos(\eta^+) + 3e^{-2\eta^+} \quad (1.3.14)$$

であって、(1.3.14) 式における無次元量  $\eta^+$  は第2章の (1.2.30) 式で与えられる。

さて、(1.3.11) 式に (1.3.13) 式を代入し、さらに、その結果を (1.3.10) 式に代入すると、結局、浅海進行波の底面境界層内における質量輸送速度は、

$$\bar{U} = -\frac{\pi^2}{4 \sinh^2 kh} \left(\frac{H}{L}\right)^2 \left(\frac{L}{T}\right) K_p(\eta^+) \quad (1.3.15)$$

となる。

(1.3.15) 式の結果は、Longuet-Higgins が求めた方法とは異なる方法で求めたにもかかわらず、Longuet-Higgins のそれとまったく一致している。Longuet-Higgins は境界層内の速度成分に対して第1次近似解を適用し、さらに、境界条件の一つである境界層外縁の水平速度に対してもやはり第1次近似解を適用して質量輸送速度を計算する方法を考え、この方法によっ



て上の結果をえた。一方、著者は、前章で明らかにしたように、境界層内ならびに境界層外縁の水平速度成分に対して、Longuet-Higgins が用いた近似解よりさらに高次の近似解を適用して質量輸送速度を計算したが、その結果は上に示したように、Longuet-Higgins のそれとまったく一致した。この事実は、境界層内における質量輸送速度が前章 (1.2.1) 式で示される層流境界層方程式の非線型項に大きく依存しているが、境界条件の一つである境界層外縁における水平方向の速度成分の高次項の影響はほとんど受けないということを示していると考えられ非常に興味深い。

つぎに、(1.3.14) 式で表わされる  $K_p(\eta^+)$  は (1.3.15) 式から明らかなように、底面層流境界層内における質量輸送速度の鉛直分布を示すものであって、すでに、Longuet-Higgins は、この式にもとづいてその分布特性を詳しく検討している。その結果を紹介すると、図 1.3.4 のようであって、この図には  $K_p(\eta^+)$  と  $\eta^+$  の関係が示されている。図から明らかなように、 $K_p(\eta^+)$  はつねに正 (進行波の進む方向) であって、 $\eta^+ = 2.306$  で最大となり、その値は  $K_p = 5.505$  となる。なお、 $\eta^+ \geq 7$  では  $K_p \div 5$  となり、境界層外縁における質量輸送速度は、

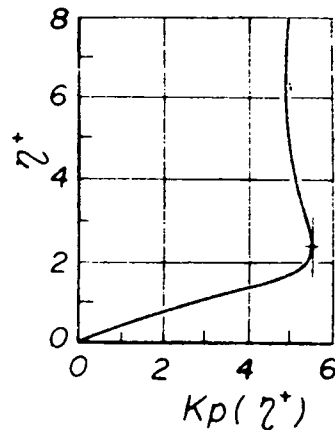


図 1.3.4  
 $K_p(\eta^+)$  と  $\eta^+$  の関係

$$\bar{U} = \frac{5}{4} - \frac{\pi^2}{\sinh^2 k h} \left(\frac{H}{L}\right)^2 \left(\frac{L}{T}\right) \quad (1.3.16)$$

と表わされる。これは Stokes の非回転理論にもとづく質量輸送速度の底面

における理論値

$$\bar{U} = \frac{1}{2} \frac{\pi^2}{\sinh^2 k h} \left(\frac{H}{L}\right)^2 \left(\frac{L}{T}\right) \quad (1.3.17)$$

と一致しない。

### 3.2 浅海重複波

浅海重複波によって底面に発達する層流境界層内の速度成分  $u_1$  および  $w_1$  は、それぞれ (1.2.32) および (1.2.33) 式によって、また  $u_2$  は (1.2.36) 式によって与えられる。したがって、(1.3.12) 式にこれらの式を代入すると、浅海重複波によって発達した底面層流境界層における質量輸送速度が計算されて、その結果を無次元表示すると、結局、

$$\bar{U}_z^+ = \frac{1}{8} \frac{\pi^2}{\sinh^2 h^+} K(\eta^+) \sin 2x^+ \quad (1.3.18)$$

となる。ここに、

$$K(\eta^+) = -3 + 8e^{-\eta^+} \sin \eta^+ + 3e^{-2\eta^+} \quad (1.3.19)$$

である。

さて、(1.3.11) 式に (1.3.18) 式を代入し、さらに、その結果を (1.3.10) 式に代入すると、この場合の質量輸送速度は

$$\bar{U} = \frac{1}{8} \frac{\pi^2}{\sinh^2 k h} \left(\frac{H}{L}\right)^2 \left(\frac{L}{T}\right) K(\eta^+) \sin 2kx \quad (1.3.20)$$

となる。(1.3.20) 式から明らかなように、浅海重複波の場合、底面境界層内における質量輸送速度は鉛直方向にも、また水平方向にも変化することがわかる。そこでまず、(1.3.20) 式にもとづいて、質量輸送速度の鉛直および水平方向の分布特性について、さらに詳しく検討しよう。

(1.3.19) 式で示される  $K(\eta^+)$  は、境界層内における浅海重複波による質量輸送速度の鉛直分布を表わすものであって、その計算結果を示すと図 1.3.5 のようになる。この図から明らかなように、 $\eta^+ = 0.49$  および  $\eta^+ =$

3.94で $K$ の値は極大値をとり、それぞれ、0.44および-3.12になる。また $\eta^+ \rightarrow \infty$ ，すなわち境界層外縁においても $K = -3$ となり，質量輸送の存在することがわかる。さらに， $\eta^+ \doteq 0.9$ で $K = 0$ となり， $\eta^+ < 0.9$ で $K \geq 0$ ， $\eta^+ > 0.9$ で $K < 0$ であって，境界層内の上層と下層における質量輸送はその方向がことなることになる。これは，進行波の場合に底面付近に存在する質量輸送といちじるしく相違するところである。

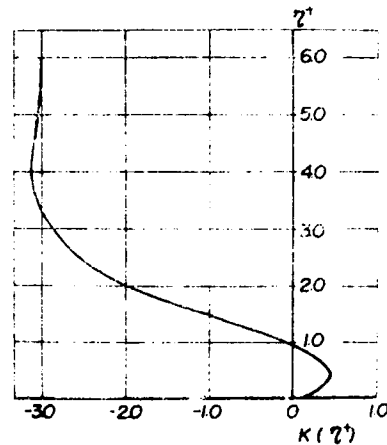


図 1. 3. 5

以上の結果から質量輸送速度に関する鉛直方向の分布特性を要約す

$K(\eta^+)$ と $\eta^+$ の関係

るとつぎのようになる。すなわち，浅海重複波の場合， $\eta^+ \leq 3.0$ の範囲における質量輸送速度の変化は非常に顕著であるが， $\eta^+ \geq 3.0$ の範囲では，その変化はそれほど著るしくなく， $K$ の値が-3とほぼ一定である。さらに，境界層外縁においても $K = -3$ となるので，境界層外縁における質量輸送速度 $\bar{U}_\infty$ は

$$\bar{U}_\infty = -\frac{3}{8} \frac{\pi^2}{\sinh^2 k h} \left(\frac{H}{L}\right)^2 \left(\frac{L}{T}\right) \sin 2 k x \quad (1.3.21)$$

となる。

ところで，重複波の場合，非回転性の有限振幅波理論による速度成分を(1.3.12)式に代入すると $\bar{U}_z = 0$ となり，potential theoryでは重複波にもなり質量輸送が存在しないことになる。

つぎに，この質量輸送速度の水平方向の分布特性を検討するために， $\eta^+ \geq 3.0$ の範囲における質量輸送速度がほぼ一定であることに注目して， $K$ の値を-3とおくことにすれば，(1.3.20)式は

$$\lambda = -\sin 2kx \quad (1.3.2.2)$$

のように変形される。ここに、 $\lambda$ は $\eta^+ \geq 3.0$ における質量輸送速度の無次元表示  $\bar{U} / (3\pi^2 H^2 / 8TL \sinh^2 kh)$  であって、この $\lambda$ によって $x$ 方向の分布特性を検討することができる。すなわち、(1.3.2.2)式から明らかなように、 $kx = n\pi/2$ , ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ), すなわち、重複波の節と腹の位置では、 $\bar{U} = 0$ となって質量輸送が存在しないこと、 $n\pi < kx < \{n + (1/2)\}\pi$ の領域と $\{n + (1/2)\}\pi < kx < (n+1)\pi$ のそれでは質量輸送の方向が異なることがわかる。さらに、無次元質量輸送速度 $\lambda$ の値が極大となる位置は $kx = \pi/4, 3\pi/4, \dots$ であって、これは重複波の腹と節の丁度

中間の位置である。以上

の結果から、底面境界層の上層 $\eta^+ > 0.9$

における質量輸送の方向は重複波の節から腹の方向に、また逆に、その下層 $\eta^+ < 0.9$ では、

腹から節の方向に向うことになり、これは底質の大きさに関連して、砂礫の移動方向を決定する重要な要素になると考えられ、非常に興味深い。

以上の結果から重複

波による底面付近の流れの挙動を波形や水粒子の軌道長さとの関連において明らかにするために示したのが図1.3.6である。この図には重複波の波形、水粒子の水平軌道長および底面境界層内における質量輸送速度の $x$ 方向の変化が模式的に示されている。この図から明らかなように、 $kx = (n+1)$

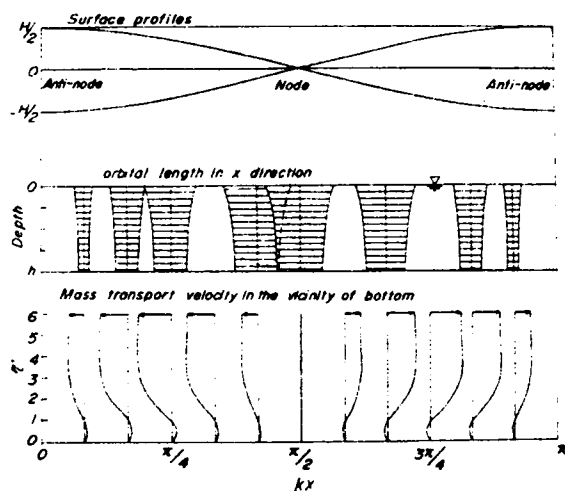


図 1.3.6

重複波による質量輸送速度の場所  
的变化の模式図

$\pi/2$ , ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) すなわち、重複波の節の位置では水粒子の周期的移動はもっとも大きい、質量輸送は存在しない。一方  $kx = n\pi$ , すなわち重複波の腹の位置では水粒子は鉛直方向に周期的運動をするのみで、水平方向の質量輸送は存在しない。質量輸送速度が最大となる位置は  $kx = \pi/4, 3\pi/4, \dots$ , すなわち、重複波の腹と節の丁度中間の位置であることがわかる。

以上述べてきた重複波に対する理論的考察の結果は、底面境界層内の流れが層流の場合に適用されるべきものである。しかしながら、底面境界層内の流れはつねに層流とはかぎらず、第2章第5節で示したように、境界層厚に関する Reynolds 数がある限界値をこえると、その流れは乱流となる。こうした状態では上述の理論結果を適用することはできないと考えられる。そこで、その限界値を求めて、上述の理論の適用範囲を明確にしなければならない。

一般に、重複波の場合、境界層外縁における水粒子速度の最大  $u_{\infty max}$  は非回転線型理論における底面速度から、

$$\left. \begin{aligned} u_{\infty max} &= u_0 \sin kx \\ u_0 &= \pi H / T \sinh kh \end{aligned} \right\} \quad (1.3.23)$$

で与えられる。したがって、Reynolds 数は

$$\frac{|u_{\infty max}| \delta}{\nu} = \frac{u_0 \delta}{\nu} |\sin kx| = \sqrt{\frac{\pi}{2}} Re |\sin kx| \quad (1.3.24)$$

となる。ここに、 $Re = H / \sqrt{\nu T} \sinh kh$  である。Brebner<sup>9)</sup>らの限界値を重複波の場合にも適用できるとすれば  $(|u_{\infty max}| \delta / \nu)_{crit.} = 113$  であるから、

$$Re \cdot |\sin kx| \doteq 90 \quad (1.3.25)$$

がえられる。図 1.3.7 は (1.3.25) 式にもとづいて計算した  $Re$  と  $|\sin kx|$  の関係を示すものであって、図から明らかなように、重複波の場合、鉛直壁からの距離によって  $Re$  の限界値がことなり、鉛直壁に近づくにしたがって限界  $Re$  数は大きくなる。

なお、層流理論における質量輸送速度と  $u_0 \delta / \nu$ 、あるいは  $Re$  との関係は (1.3.20) 式を変形して、

$$\left| \frac{\bar{U} L}{\nu} \right| = \frac{\pi^2}{8} Re^2 |K \sin 2kx| \quad (1.3.26a)$$

となる。上式において、 $\eta^+ > 3.0$  の領域に注目すれば、 $K \approx -3$  であるから、

$$\left| \frac{\bar{U} L}{\nu} \right| = 3.70 Re^2 |\sin 2kx| \quad (1.3.26b)$$

なる関係がえられる。この関係は、境界層内の流れが乱流になると、なりたたなくなると推定されるが、この詳細については後述するつもりである。

最後に、底面層流境界層の厚さ  $\delta_B$  や質量輸送速度がどの程度の大きさであるかを知るために、上述の理論にもとづく数値計算例を示そう。

いま、水深  $h = 40 \text{ cm}$ 、波長  $L = 250 \text{ cm}$  および周期  $T = 1.45 \text{ sec}$  の重複波を考える。水の動粘性係数を  $\nu = 0.01 \text{ cm}^2/\text{sec}$  とすると、境界層の厚さを表わす parameter  $\delta$  は

$$\delta = \sqrt{\nu T / 2\pi} = 0.048 \text{ cm}$$

となる。したがって、底面境界層の厚さ  $\delta_B$  は、第2章第3節で明らかにした関係  $\eta^+ / z = \delta_B = \delta_E / \sqrt{2\delta} = 5$  より、

$$\delta_B = 0.340 \text{ cm}$$

と計算される。また、層流境界層内において質量輸送の方向が変わる高さ  $\delta_i$  および質量輸送速度が最大となる高さ  $\delta_p$  は、図1.3.5から明らかなように、それぞれ、 $\eta^+ = 0.9$  および  $\eta^+ = 3.94$  であるから、

$$\delta_i = 0.061 \text{ cm}$$

$$\delta_p = 0.267 \text{ cm}$$

と計算される。

つぎに、境界層内の種々の高さにおける質量輸送速度および境界層全体にわたる平均の質量輸送速度について計算するとつぎのようである。すなわち、境界層外縁における質量輸送速度  $\bar{U}_0$  および最大質量輸送速度はそれぞれ (1.3.20) 式において、 $K = -3$  および  $K = -3.12$  とおき、 $h$ 、 $L$  およ

び  $T$  に対して上の数値を代入すればよいから、結局、

$$\bar{U}_{\infty} = -0.0073H^2 \sin 2kx \quad (\text{cm-sec})$$

$$\bar{U}_{max} = -0.0076H^2 \sin 2kx \quad (\text{cm-sec})$$

となる。したがって、たとえば、 $H = 10 \text{ cm}$  の場合、 $kx = 3\pi/4$  における  $\bar{U}_{\infty}$  および  $\bar{U}_{max}$  はそれぞれ  $0.73$  および  $0.76 \text{ cm/sec}$  となる。さらに、境界層全体にわたる平均の質量輸送速度  $\bar{U}_m$  は、(1.3.18) 式より、

$$\bar{U}_m^+ = \frac{1}{5} \int_0^{\pi} \bar{U}_2^+ d\eta^+ = -\frac{1.9}{8} \frac{\pi^2}{\sinh^2 h^+} \sin 2x^+$$

の関係があるから、結局

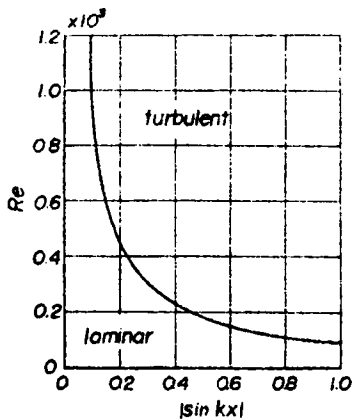


図 1.3.7  
重複波の限界  $Re$  数  
と  $kx$  の関係

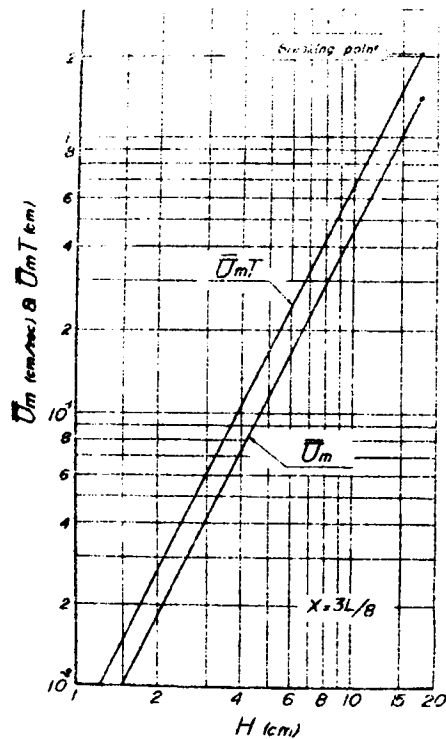


図 1.3.8  
 $\bar{U}_m$  および  $\bar{U}_m T$  と  $H$  の関係  
( $h = 4.0 \text{ cm}$ ,  $L = 2.50 \text{ cm}$ ,  $T = 1.45 \text{ sec}$ )

$$\bar{U}_m = -\frac{1.9}{8} \frac{\pi^2}{\sinh^2 k h} \left(\frac{H}{L}\right)^2 \left(\frac{L}{T}\right) \sin 2 k x \quad (1.3.27)$$

となる。したがって、上の数値を代入すると

$$\bar{U}_m = -0.0046 H^2 \sin 2 k x \quad (\text{cm} - \text{sec})$$

となり、 $H = 10 \text{ cm}$ の場合、 $kx = 3\pi/4$ における $\bar{U}_m$ は $0.46 \text{ cm/sec}$ となる。なお、境界層全体にわたる水粒子の波の一周期に対する変位は $\bar{U}_m T$ によって与えられることになる。図 1.3.8 は、上の数値計算例に対する $\bar{U}_m$ および $\bar{U}_m T$ と $H$ の関係を示すものであって、水平方向の変化に対して $\bar{U}_m$ が最大となる位置 $x/L = 3/8$ での関係が示されている。なお、この場合、従来の研究<sup>10)</sup>によると、重複波の砕波高は $H_b = 17.5 \text{ cm}$ であるので、横軸はこの値以下について示してある。さらに、 $x/L = 3/8$ の位置における $kx$ の値は $3\pi/4$ であるから、 $\sin kx = 0.707$ となり、境界層内の流れが層流から乱流に移る限界の $Re$ 数は、図 1.3.7 から、 $Re = 127$ と与えられる。したがって、上の数値を代入すると、その限界波高は $H_{\text{crit}} = 18 \text{ cm}$ となり、 $x/L = 3/8$ 付近では砕波の状態になると層流境界層でなくなることがわかる。なお、重複波の節の位置における限界波高は $Re = 90$ の関係から、 $H_{\text{crit}} = 13 \text{ cm}$ となる。

## 第4節 乱流境界層における質量輸送速度

### 4.1 理論解

前章で示したように、波動による底面境界層内部の流れは、Reynolds数がある限界値以上になると、乱流になる。この乱流境界層の内部機構についてはすでに第2章第4節で詳述したようであるが、当然のことながら層流境界層と比較した場合、かなりの相違がみられる。こうした相違は質量輸送速度についても現われると推定されるので、乱流境界層内部における質量輸送速度についても吟味しておく必要がある。本節では、第2章第4節で示した乱流境界層の発達に関する理論的考察の結果にもとづいて、乱流境界層内の質量輸送速度を理論的に誘導する。



一般に、質量輸送速度は、流れの状態が層流であるか乱流であるかということに関係なく、本章第2節で示したように、(1.3.9)式で表わされる。(この式における $\bar{U}_z$ は(1.3.8)式によって与えられる。)したがって、波動乱流境界層内部における $x$ 方向の水粒子速度 $u$ の第1近似 $u_1$ と第2近似 $u_2$ および $z$ 方向の水粒子速度 $w$ の第1近似 $w_1$ がわかれば、乱流境界層内における質量輸送速度を計算することができる。しかしながら、第2章第4節では、計算が非常に複雑なために、 $x$ 方向の水粒子速度 $u$ の第2近似 $u_2$ が求められていないので、(1.3.8)式からただちに質量輸送速度を計算することはできない。そこで、別の方法によってこれを計算する必要があるが、著者は、層流境界層に対して Longuet-Higgins が考えた計算手法、すなわち、 $x$ 方向の水粒子速度の第1近似 $u_1$ を用いて質量輸送速度を計算する方法を乱流境界層にも適用できるように改良し、この改良した方法によって乱流境界層内における質量輸送速度の計算を試みた。なお、乱流境界層における水粒子速度の第2近似を計算しないで、上述した計算法を用いた根拠はつぎのようである。すなわち、層流境界層の場合、著者は、 $x$ 方向の水粒子速度 $u$ の第2近似 $u_2$ を用いて直接質量輸送速度を計算したが、その結果は Longuet-Higgins の手法によるものとまったく一致した。この事実は乱流境界層に対しても適用できると考えられる。したがって、乱流境界層の場合にも、計算の複雑な第2近似 $u_2$ を求める必要はなく、Longuet-Higgins と同様の手法を用いれば、十分な精度で質量輸送速度が計算されるであろう。

いま、水深一様な水槽における2次元の波動運動を考えよう。この運動による底面乱流境界層内部の流れ関数を $\phi$ とし、この $\phi$ も前章と同様に微小量 $\varepsilon = H/L$ のべき級数に展開すると、

$$\phi = \varepsilon \phi_1 + \varepsilon^2 \phi_2 + \dots$$

と表わすことができる。また、境界層内部の流速成分 $u$ および $w$ は、それぞれ、

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial z}, \quad w = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (1.3.28)$$

で表わされるから、上式の関係を用いて、(1.3.8)式の $\bar{U}_z$ を計算すれば、

$$\bar{U}_z = \overline{\frac{\partial \phi_2}{\partial z}} + \overline{\int \frac{\partial \phi_1}{\partial z} dt \cdot \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x \partial z}} - \overline{\int \frac{\partial \phi_1}{\partial x} dt \cdot \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2}} \quad (1.3.29)$$

がえられる。ここに——は一周期の平均を表わす。

つぎに、Longuet-Higgins にならって、質量輸送速度に関する流れ関数  $\Psi$  を、

$$\Psi = \bar{\phi}_2 + \overline{\int \frac{\partial \phi_1}{\partial z} dt \cdot \frac{\partial \phi_1}{\partial x}} \quad (1.3.30)$$

のように定義する。上式を  $z$  に関して微分し、 $\phi_1$  が周期関数であることからえられる関係

$$\overline{\int \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} dt \cdot \frac{\partial \phi_1}{\partial x}} = - \overline{\int \frac{\partial \phi_1}{\partial x} dt \cdot \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2}}$$

を用いて、その結果を整理すると、

$$\bar{U}_z = \frac{\partial \Psi}{\partial z}$$

となることがわかる。したがって、この関係と(1.3.9)式より、質量輸送速度は、流れ関数  $\Psi$  を用いて、

$$\bar{U} = \varepsilon^2 \bar{U}_z = \varepsilon^2 \frac{\partial \Psi}{\partial z} \quad (1.3.31)$$

と表わすことができる。そこで、境界層内の運動方程式と渦度方程式を用いて、この流れ関数と  $x$  方向の水粒子速度  $u$  の第1近似との関係を見い出すと、乱流境界層内部における質量輸送速度の近似解として、

$$\bar{U} = \varepsilon^2 \frac{\partial \Psi}{\partial z} = 4 \overline{\int \varepsilon u_1 dt \cdot \frac{\partial \varepsilon u_{\infty 1}}{\partial x}} + 3 \overline{\int_0^z \left[ \int \frac{\partial \varepsilon u_1}{\partial z} dt \cdot \left( \frac{\partial \varepsilon u_1}{\partial x} \right)_{\infty}^z \right] dz} \quad (1.3.32)$$

がえられる。なお上式の誘導の詳細については後述する付録 I に一括して示すことにする。

一般に、底面境界層内部の質量輸送速度は、重複波と進行波で若干異なるが、理論的取り扱いとは本質的に同じであるので、後述する実験の容易さから考えて、本節では、浅海重複波によって底面に発達する乱流境界層内部の質量輸送速度について考察することにする。

第 2 章第 4 節では、波動乱流境界層内部の流速分布を求めるために、境界層を 3 層に分け、かつそれぞれの層内で乱れの機構が異なると考えて理論的な取り扱いを行ってきたが、その計算はかなり繁雑であった。質量輸送速度の計算にあたっても、乱流境界層全体にわたって、理論的展開を行なうことは、(1.3.32) 式の形から考えても、さらに繁雑かつ莫大な量の計算が必要であると思われる。したがって、こうした莫大で繁雑な計算はできるだけ避けて、なおかつ波動乱流境界層における質量輸送速度の本質を理解できる方法を見い出すことが望まれる。幸い、前章で明らかにしたように、乱流境界層の場合、3 層モデルの最下層 ( $\xi \leq \xi_1$  の領域) でも、その層厚は層流境界層の厚さに比べて十分大きく、さらに、この最下層における  $x$  方向の水粒子速度の鉛直方向の勾配は、その上層におけるそれに比べて非常に大きい。ため、最下層における質量輸送速度を計算すれば、波動乱流境界層における質量輸送速度の特性や漂砂の移動特性との関連などについて十分検討できるものと考えられる。

浅海重複波の場合。(1.3.32) 式における  $\varepsilon u_{\infty 1}$  および  $\varepsilon u_1$  は、 $\xi \leq \xi_1$  の領域において、それぞれ前章の (1.2.59) および (1.2.64) 式から、

$$\varepsilon u_{\infty 1} = -u_0 \sin kx e^{-i\omega t} \quad (1.3.33 \text{ a})$$

$$\varepsilon u_1 = -u_0(1-F) \sin kx e^{-i\omega t} \quad (1.3.33 \text{ b})$$

と表わせる。ここに、 $F$  は (1.2.76) 式より、

$$F = (\xi/\xi_0)^{-1/2} \{ (1+A)(\xi/\xi_0)^{-n} - A(\xi/\xi_0)^n \} \quad (1.3.34)$$

で表わされる。 $A$ は(1.2.79)および(1.2.80)式で表わされる複素数であるから、 $F$ も複素数になる。

いま、(1.3.33)式の関係をも(1.3.32)式に代入して整理すると、乱流境界層内における質量輸送速度は、結局、

$$\bar{U} = \frac{\pi^2}{\sinh^2 kh} \left(\frac{H}{L}\right)^2 \left(\frac{L}{T}\right) K_t(\alpha, \xi) \sin 2kx \quad (1.3.35)$$

となる。ここに、

$$K_t(\alpha, \xi) = K_{t1} + \frac{3}{4}K_{t2} \quad (1.3.36)$$

であり、 $K_{t1}$  および  $K_{t2}$  はそれぞれ

$$K_{t1} = \mathcal{R}_e [i(1-F)] \quad (1.3.37a)$$

$$K_{t2} = \int \mathcal{R}_e \left[ i \frac{dF}{d\xi} \cdot F^* \right] d\xi \quad (1.3.37b)$$

で表わされる。上式における $\mathcal{R}_e$ は実数部を表わす記号であり、 $F^*$ は $F$ の共役複素数である。したがって、 $F$ の実数部を $F_r$ 、虚数部を $F_i$ とし

$$F = F_r + i F_i$$

とおくと、

$$K_{t1} = F_i \quad (1.3.38a)$$

$$K_{t2} = \int_{\xi_0}^{\xi} \left( F_i \frac{dF_r}{d\xi} - F_r \frac{dF_i}{d\xi} \right) d\xi \quad (1.3.38b)$$

がえられる。さらに、前章第4節の記号をそのまま用いると、 $F_r$ および $F_i$ はそれぞれ次式によって表わされる。

$$F_r = (\xi/\xi_0)^{-1/2} \{ a_1 (\xi/\xi_0)^{-n_r} \cos(\theta_i + r_1) - a_2 (\xi/\xi_0)^{n_r} \cos(\theta_i - r_2) \} \quad (1.3.39)$$

$$F_i = (\xi/\xi_0)^{-1/2} \{ a_1 (\xi/\xi_0)^{-n_r} \sin(\theta_i + r_1) + a_2 (\xi/\xi_0)^{n_r} \sin(\theta_i - r_2) \} \quad (1.3.40)$$

ここに,

$$a_1 = \sqrt{(1+A_r)^2 + A_i^2}, \quad a_2 = \sqrt{A_r^2 + A_i^2} \quad (1.3.41)$$

$$r_1 = \tan^{-1} \left( -\frac{A_i}{1+A_r} \right), \quad r_2 = \tan^{-1} \left( \frac{A_i}{A_r} \right) \quad (1.3.42)$$

である。

なお、(1.3.38b)式に示される $K_{12}$ の計算結果は付録Ⅱに示しておいた。

以上の理論的考察から明らかなように、乱流境界層に関する(1.3.35)式と層流境界層に関する(1.3.20)式を比較すると、質量輸送速度の特性は形式上非常に類似していることがわかる。とくに、 $x$ 方向の分布特性は、層流および乱流境界層のいずれにおいてもまったく同じであって、重複波の節および腹における質量輸送速度は零であり、その中間では最大になることがわかる。ただし、重複波の腹付近の位置では、 $x$ 方向の水粒子速度がきわめて小さいので、乱れはほとんど発達しないものと考えられる。したがって、(1.3.35)式は $x$ 方向のすべての領域に適用できるとはかぎらない。適用すべき範囲は、流速が大きく、乱れの発達が十分である重複波の節を中心としたある領域にかざれると考えられる。したがって、(1.3.35)式の適用にあたっては、つねにこの点に注意する必要がある。

層流境界層における質量輸送速度の鉛直分布は(1.3.20)式の $K(\eta^+)$ によって与えられる。この $K(\eta^+)$ は、(1.3.19)式から明らかなように、 $\eta^+$ すなわち $z$ のみの関数であって、波の特性や底面の条件と無関係である。一方、乱流境界層における質量輸送速度の鉛直分布は、層流境界層の場合と同様に、(1.3.35)式の $K_1(\alpha, \xi)$ によって表わされるが、層流境界層における $K(\eta^+)$ と異なる特徴は、(1.3.36)～(1.3.40)式から明らかなように、 $K_1$ が $z$ のみの関数ではなくて、波の特性や底面の粗滑条件に関係し、結

局，Reynolds 数  $\alpha$  すなわち  $u_0 \delta / \nu$  および粗度要素  $z_0 / \delta$  の関数となることである。しかし，一般に， $K_t$  とこれらの量の関係は非常に複雑で，その関数関係を解析的に検討することは非常に困難である。したがって，この関係を明らかにするためには，数値計算によって検討する必要がある。

## 4.2 数値計算例（重複波）

4.1 で述べた乱流境界層内部における質量輸送速度の特性を明らかにするために，その鉛直分布について二，三の計算例を示そう。

なお，数値計算はすべて，京都大学の電子計算機 KDC-II によって行なった。

乱流境界層内部の質量輸送速度の鉛直分布を示す  $K_t$  は， $z / \delta$  はもちろんのこと， $\alpha$  および  $z_0 / \delta$  の値に関係する。4.1 で述べたように，この質量輸送速度の計算は  $z / \delta \leq z_1 / \delta$ （すなわち  $\xi \leq \xi_1$ ）の範囲で行なえば十分であると考えられ，さらに， $z_1 / \delta = 5.0$  としてよいことはすでに第 2 章で検討されたところである。また， $\alpha$  は，第 2 章で述べたように，(1.2.103) 式より， $\alpha = (u_0 \delta / \nu) \times 10^{-3}$

で表わされるから，結局， $K_t$  は  $u_0 \delta / \nu$  と  $z_0 / \delta$  に関係することになる。したがって，ここでは  $u_0 \delta / \nu$  および  $z_0 / \delta$  に種々の値を与えて， $K_t$  と  $z / \delta$  の関係を  $z / \delta \leq 5.0$  の範囲まで計算する。

表 1.3.1 は， $z_0 / \delta = 0$ ，すなわち，底面が滑面の場合に対する  $K_t$  と  $z / \delta$  の関係を， $\alpha$  の値別に示したもので

あって図 1.3.9 は，縦軸に  $z / \delta$ ，横軸に  $K_t$  をとって，上表と同様の関係を， $u_0 \delta / \nu$

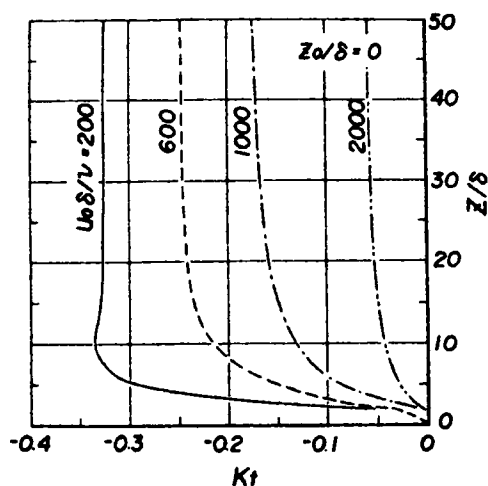


図 1.3.9  
 $K_t$  と  $z / \delta$  の関係  
(滑面の場合)

表 1.3.1  $K_t$  と  $z/\delta$  の関係 ( $z_0/\delta = 0$ )

$z/\delta$	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
2.	-0.67428E-01	-0.43445E-01	-0.29845E-01	-0.21962E-01	-0.15186E-01
4.	-0.24154E+00	-0.16633E+00	-0.12235E+00	-0.92256E-01	-0.69806E-01
6.	-0.31020E+00	-0.23020E+00	-0.17213E+00	-0.13127E+00	-0.10045E+00
8.	-0.32986E+00	-0.25938E+00	-0.19950E+00	-0.15414E+00	-0.11934E+00
10.	-0.33313E+00	-0.27345E+00	-0.21551E+00	-0.16855E+00	-0.13163E+00
12.	-0.33189E+00	-0.28037E+00	-0.22541E+00	-0.17816E+00	-0.14021E+00
14.	-0.32993E+00	-0.28374E+00	-0.23179E+00	-0.18486E+00	-0.14648E+00
16.	-0.32828E+00	-0.28530E+00	-0.23605E+00	-0.18971E+00	-0.15122E+00
18.	-0.32710E+00	-0.28592E+00	-0.23898E+00	-0.19331E+00	-0.15492E+00
20.	-0.32632E+00	-0.28605E+00	-0.24104E+00	-0.19605E+00	-0.15786E+00
22.	-0.32584E+00	-0.28593E+00	-0.24250E+00	-0.19817E+00	-0.16025E+00
24.	-0.32555E+00	-0.28569E+00	-0.24356E+00	-0.19985E+00	-0.16223E+00
26.	-0.32539E+00	-0.28539E+00	-0.24434E+00	-0.20119E+00	-0.16386E+00
28.	-0.32530E+00	-0.28508E+00	-0.24492E+00	-0.20228E+00	-0.16529E+00
30.	-0.32527E+00	-0.28478E+00	-0.24534E+00	-0.20317E+00	-0.16650E+00
32.	-0.32526E+00	-0.28449E+00	-0.24566E+00	-0.20391E+00	-0.16754E+00
34.	-0.32527E+00	-0.28422E+00	-0.24590E+00	-0.20453E+00	-0.16846E+00
36.	-0.32529E+00	-0.28398E+00	-0.24607E+00	-0.20505E+00	-0.16927E+00
38.	-0.32531E+00	-0.28376E+00	-0.24620E+00	-0.20549E+00	-0.16998E+00
40.	-0.32533E+00	-0.28356E+00	-0.24629E+00	-0.20587E+00	-0.17062E+00
42.	-0.32535E+00	-0.28338E+00	-0.24636E+00	-0.20619E+00	-0.17120E+00
44.	-0.32537E+00	-0.28322E+00	-0.24641E+00	-0.20647E+00	-0.17172E+00
46.	-0.32539E+00	-0.28308E+00	-0.24643E+00	-0.20672E+00	-0.17220E+00
48.	-0.32541E+00	-0.28295E+00	-0.24645E+00	-0.20693E+00	-0.17263E+00
50.	-0.32542E+00	-0.28283E+00	-0.24646E+00	-0.20712E+00	-0.17303E+00

$z/\delta$	1.20	1.40	1.60	1.80	2.00
2.	-0.11143E-01	-0.15508E-01	-0.11672E-01	-0.74821E-02	-0.47952E-02
4.	-0.55440E-01	-0.50951E-01	-0.40058E-01	-0.30794E-01	-0.23490E-01
6.	-0.80343E-01	-0.70466E-01	-0.55456E-01	-0.43035E-01	-0.33330E-01
8.	-0.95814E-01	-0.82489E-01	-0.64917E-01	-0.50524E-01	-0.39318E-01
10.	-0.10627E+00	-0.90551E-01	-0.71268E-01	-0.55545E-01	-0.43325E-01
12.	-0.11377E+00	-0.96289E-01	-0.75797E-01	-0.59127E-01	-0.46181E-01
14.	-0.11940E+00	-0.10055E+00	-0.79172E-01	-0.61797E-01	-0.48310E-01
16.	-0.12379E+00	-0.10383E+00	-0.81770E-01	-0.63856E-01	-0.49953E-01
18.	-0.12729E+00	-0.10640E+00	-0.83822E-01	-0.65484E-01	-0.51252E-01
20.	-0.13016E+00	-0.10847E+00	-0.85476E-01	-0.66798E-01	-0.52302E-01
22.	-0.13254E+00	-0.11017E+00	-0.86830E-01	-0.67877E-01	-0.53164E-01
24.	-0.13456E+00	-0.11157E+00	-0.87956E-01	-0.68774E-01	-0.53882E-01
26.	-0.13629E+00	-0.11274E+00	-0.88902E-01	-0.69529E-01	-0.54487E-01
28.	-0.13779E+00	-0.11374E+00	-0.89704E-01	-0.70171E-01	-0.55002E-01
30.	-0.13911E+00	-0.11458E+00	-0.90391E-01	-0.70721E-01	-0.55443E-01
32.	-0.14027E+00	-0.11531E+00	-0.90983E-01	-0.71196E-01	-0.55825E-01
34.	-0.14130E+00	-0.11594E+00	-0.91496E-01	-0.71609E-01	-0.56157E-01
36.	-0.14223E+00	-0.11649E+00	-0.91944E-01	-0.71969E-01	-0.56448E-01
38.	-0.14307E+00	-0.11697E+00	-0.92336E-01	-0.72286E-01	-0.56704E-01
40.	-0.14383E+00	-0.11739E+00	-0.92681E-01	-0.72565E-01	-0.56929E-01
42.	-0.14453E+00	-0.11776E+00	-0.92986E-01	-0.72812E-01	-0.57129E-01
44.	-0.14517E+00	-0.11808E+00	-0.93256E-01	-0.73031E-01	-0.57307E-01
46.	-0.14575E+00	-0.11837E+00	-0.93496E-01	-0.73226E-01	-0.57466E-01
48.	-0.14630E+00	-0.11863E+00	-0.93709E-01	-0.73401E-01	-0.57607E-01
50.	-0.14680E+00	-0.11886E+00	-0.93900E-01	-0.73557E-01	-0.57735E-01

の値をパラメータとして示したものである。この図からわかるように、Reynolds 数  $u_0\delta/\nu$  の値が大きくなると、 $K_t$  の値は小さくなる傾向がみえ、Reynolds 数の影響を明瞭に示している。さらに、ここで行なった Reynolds 数に対する計算の範囲内では、質量輸送の速度勾配は  $z/\delta$  の値が 1.0 以下の高さにおいて非常に大きい、 $z/\delta$  の値がそれ以上の高さになると、質量輸送速度は、どの Reynolds 数に対してもそれぞれほぼ一定値に近づくことを示している。

図 1.3.10 は、滑面乱流境界層の質量輸送速度と層流境界層におけるそれを比較するために、図 1.3.9 と同様の関係を  $z/\delta \leq 1.0$  の範囲について示したものである。なお、図の横軸は、層流の場合には  $K$  の値を、また乱流の場合には  $8K_t$  の値を示しているか、層流に対する (1.3.20) 式と乱流に対する (1.3.35) 式を比較すれば、乱流の場合、 $8K_t$  の値をとる必要のあることは明らかである。この

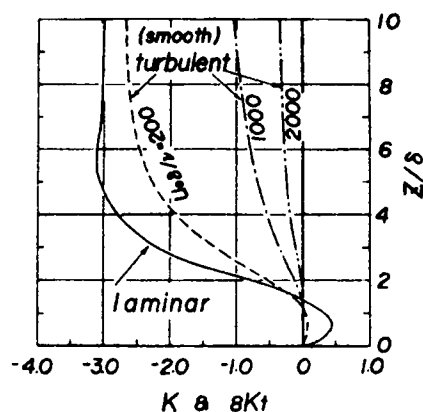


図 1.3.10  
層流境界層理論との比較

図から明らかなように、滑面乱流の場合、重複波による質量輸送の方向は層流のそれと一致し、波動による境界層内部の流れの層流・乱流遷移限界 ( $u_0\delta/\nu = 1.13$ ) に近い  $u_0\delta/\nu = 200$  の場合に対する鉛直分布は、層流理論にもとづく分布とそれほど大差はない。しかしながら、Reynolds 数が増大すると、 $K_t$  の分布は層流理論に比べて著るしく小さくなる傾向がある。この傾向は Brebner-Collins<sup>9)</sup> の実験結果に対応しているようにみえる。なお、乱流境界層の場合にも  $z/\delta < 1.4$  において、層流の場合と同様に逆方向の質量輸送がみられるがその値はきわめて小さい。

表 1.3.2 および 1.3.3 は、それぞれ  $z_0/\delta$  の値が 3 および 5 に対する  $K_t$  と  $z/\delta$  の関係を、 $u_0\delta/\nu$  の値ごとに計算した結果であって、図 1.3.11 は、 $z_0/\delta = 5$  に対する  $K_t$  と  $z/\delta$  の関係を、



表 1.3.2  $K_t$  と  $z/\delta$  の関係 ( $\epsilon_0/\delta = 3$ )

$z/\delta$	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
2.	0.13947E-01	0.36178E-01	0.38774E-01	0.42792E-01	0.29302E-01
4.	-0.12201E+00	-0.28696E-01	0.61961E-02	0.24599E-01	0.18915E-01
6.	-0.22656E+00	-0.97374E-01	-0.36018E-01	-0.31304E-02	0.55944E-03
8.	-0.28534E+00	-0.15099E+00	-0.73439E-01	-0.29586E-01	-0.17714E-01
10.	-0.31437E+00	-0.18984E+00	-0.10393E+00	-0.52502E-01	-0.33967E-01
12.	-0.32727E+00	-0.21745E+00	-0.12821E+00	-0.71829E-01	-0.47944E-01
14.	-0.33209E+00	-0.23703E+00	-0.14751E+00	-0.88052E-01	-0.59848E-01
16.	-0.33313E+00	-0.25098E+00	-0.16291E+00	-0.10172E+00	-0.69981E-01
18.	-0.33255E+00	-0.26097E+00	-0.17529E+00	-0.11330E+00	-0.78632E-01
20.	-0.33141E+00	-0.26818E+00	-0.18534E+00	-0.12319E+00	-0.86052E-01
22.	-0.33017E+00	-0.27341E+00	-0.19356E+00	-0.13170E+00	-0.92440E-01
24.	-0.32905E+00	-0.27721E+00	-0.20034E+00	-0.13909E+00	-0.97986E-01
26.	-0.32811E+00	-0.27999E+00	-0.20597E+00	-0.14555E+00	-0.10281E+00
28.	-0.32735E+00	-0.28202E+00	-0.21070E+00	-0.15123E+00	-0.10703E+00
30.	-0.32677E+00	-0.28350E+00	-0.21468E+00	-0.15626E+00	-0.11073E+00
32.	-0.32632E+00	-0.28458E+00	-0.21806E+00	-0.16074E+00	-0.11399E+00
34.	-0.32599E+00	-0.28535E+00	-0.22095E+00	-0.16476E+00	-0.11687E+00
36.	-0.32574E+00	-0.28590E+00	-0.22344E+00	-0.16838E+00	-0.11942E+00
38.	-0.32556E+00	-0.28628E+00	-0.22559E+00	-0.17165E+00	-0.12170E+00
40.	-0.32544E+00	-0.28653E+00	-0.22746E+00	-0.17463E+00	-0.12372E+00
42.	-0.32535E+00	-0.28670E+00	-0.22910E+00	-0.17735E+00	-0.12553E+00
44.	-0.32529E+00	-0.28679E+00	-0.23054E+00	-0.17984E+00	-0.12715E+00
46.	-0.32526E+00	-0.28683E+00	-0.23182E+00	-0.18214E+00	-0.12860E+00
48.	-0.32524E+00	-0.28683E+00	-0.23295E+00	-0.18426E+00	-0.12990E+00
50.	-0.32523E+00	-0.28686E+00	-0.23396E+00	-0.18622E+00	-0.13107E+00

$z/\delta$	1.20	1.40	1.60	1.80	2.00
2.	0.33553E-01	0.40671E-01	0.47434E-01	0.51956E-01	0.53725E-01
4.	0.31448E-01	0.45711E-01	0.57979E-01	0.66116E-01	0.69744E-01
6.	0.20958E-01	0.41336E-01	0.58082E-01	0.69184E-01	0.74504E-01
8.	0.92602E-02	0.34617E-01	0.54953E-01	0.68450E-01	0.75201E-01
10.	-0.16662E-02	0.27709E-01	0.50932E-01	0.66365E-01	0.74297E-01
12.	-0.11346E-01	0.21287E-01	0.46850E-01	0.63859E-01	0.72766E-01
14.	-0.19768E-01	0.15528E-01	0.43008E-01	0.61312E-01	0.71024E-01
16.	-0.27060E-01	0.10433E-01	0.39500E-01	0.58877E-01	0.69258E-01
18.	-0.33374E-01	0.59469E-02	0.36340E-01	0.56613E-01	0.67554E-01
20.	-0.38857E-01	0.19978E-02	0.33507E-01	0.54536E-01	0.65946E-01
22.	-0.43636E-01	-0.14846E-02	0.30971E-01	0.52641E-01	0.64448E-01
24.	-0.47819E-01	-0.45639E-02	0.28701E-01	0.50917E-01	0.63061E-01
26.	-0.51494E-01	-0.72953E-02	0.26664E-01	0.49348E-01	0.61778E-01
28.	-0.54736E-01	-0.97258E-02	0.24832E-01	0.47920E-01	0.60594E-01
30.	-0.57607E-01	-0.11896E-01	0.23181E-01	0.46617E-01	0.59500E-01
32.	-0.60158E-01	-0.13839E-01	0.21689E-01	0.45427E-01	0.58489E-01
34.	-0.62432E-01	-0.15585E-01	0.20337E-01	0.44337E-01	0.57552E-01
36.	-0.64465E-01	-0.17157E-01	0.19109E-01	0.43338E-01	0.56683E-01
38.	-0.66287E-01	-0.18577E-01	0.17991E-01	0.42418E-01	0.55876E-01
40.	-0.67925E-01	-0.19862E-01	0.16970E-01	0.41571E-01	0.55124E-01
42.	-0.69400E-01	-0.21028E-01	0.16037E-01	0.40789E-01	0.54423E-01
44.	-0.70732E-01	-0.22089E-01	0.15181E-01	0.40065E-01	0.53768E-01
46.	-0.71936E-01	-0.23055E-01	0.14395E-01	0.39394E-01	0.53155E-01
48.	-0.73027E-01	-0.23937E-01	0.13671E-01	0.38770E-01	0.52580E-01
50.	-0.74016E-01	-0.24744E-01	0.13004E-01	0.38190E-01	0.52039E-01

表 1.3.3  $K_t$  と  $\alpha/\delta$  の関係 ( $\alpha_0/\delta = 5$ )

$\alpha/\delta$	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
2.	0.34517E-01	0.44027E-01	0.42936E-01	0.30509E-01	0.32156E-01
4.	-0.67427E-01	0.95673E-02	0.32483E-01	0.26714E-01	0.36376E-01
6.	-0.14995E+00	-0.43250E-01	0.56711E-02	-0.10945E-01	0.29883E-01
8.	-0.24154E+00	-0.93239E-01	-0.23928E-01	-0.79303E-02	-0.19678E-01
10.	-0.28534E+00	-0.13498E+00	-0.51615E-01	-0.26541E-01	0.86199E-02
12.	-0.31020E+00	-0.14827E+00	-0.76048E-01	-0.43684E-01	-0.21268E-02
14.	-0.33342E+00	-0.19433E+00	-0.97108E-01	-0.59024E-01	-0.12091E-01
16.	-0.32986E+00	-0.21462E+00	-0.11510E+00	-0.72577E-01	-0.21152E-01
18.	-0.33251E+00	-0.23041E+00	-0.13044E+00	-0.84428E-01	-0.29302E-01
20.	-0.33313E+00	-0.24273E+00	-0.14354E+00	-0.94935E-01	-0.36599E-01
22.	-0.33274E+00	-0.25237E+00	-0.15477E+00	-0.10411E+00	-0.43120E-01
24.	-0.33189E+00	-0.25994E+00	-0.16443E+00	-0.11217E+00	-0.43946E-01
26.	-0.33091E+00	-0.26591E+00	-0.17278E+00	-0.11927E+00	-0.54157E-01
28.	-0.32994E+00	-0.27064E+00	-0.18003E+00	-0.12553E+00	-0.58233E-01
30.	-0.32906E+00	-0.27439E+00	-0.18637E+00	-0.13108E+00	-0.63007E-01
32.	-0.32830E+00	-0.27738E+00	-0.19193E+00	-0.13599E+00	-0.66767E-01
34.	-0.32766E+00	-0.27976E+00	-0.19683E+00	-0.14036E+00	-0.70151E-01
36.	-0.32713E+00	-0.28166E+00	-0.20118E+00	-0.14425E+00	-0.73201E-01
38.	-0.32671E+00	-0.28317E+00	-0.20505E+00	-0.14772E+00	-0.75956E-01
40.	-0.32637E+00	-0.28438E+00	-0.20851E+00	-0.15081E+00	-0.78448E-01
42.	-0.32610E+00	-0.28534E+00	-0.21162E+00	-0.15358E+00	-0.80795E-01
44.	-0.32589E+00	-0.28609E+00	-0.21442E+00	-0.15606E+00	-0.82752E-01
46.	-0.32573E+00	-0.28668E+00	-0.21696E+00	-0.15828E+00	-0.84611E-01
48.	-0.32561E+00	-0.28714E+00	-0.21927E+00	-0.16027E+00	-0.86301E-01
50.	-0.32552E+00	-0.28749E+00	-0.22138E+00	-0.16206E+00	-0.87839E-01

$\alpha/\delta$	1.20	1.40	1.60	1.80	2.00
2.	0.39550E-01	0.44171E-01	0.54642E-01	0.57290E-01	0.56022E-01
4.	0.51900E-01	0.67577E-01	0.78904E-01	0.83715E-01	0.82115E-01
6.	0.53054E-01	0.74689E-01	0.89986E-01	0.96706E-01	0.95224E-01
8.	0.49570E-01	0.76210E-01	0.94800E-01	0.10318E+00	0.10199E+00
10.	0.44264E-01	0.75102E-01	0.96438E-01	0.10624E+00	0.10539E+00
12.	0.36401E-01	0.72769E-01	0.96408E-01	0.10742E+00	0.10691E+00
14.	0.32561E-01	0.69909E-01	0.95489E-01	0.10754E+00	0.10733E+00
16.	0.27003E-01	0.66881E-01	0.94106E-01	0.10703E+00	0.10709E+00
18.	0.21835E-01	0.63870E-01	0.92497E-01	0.10617E+00	0.10645E+00
20.	0.17086E-01	0.60971E-01	0.90798E-01	0.10511E+00	0.10558E+00
22.	0.12751E-01	0.58229E-01	0.89089E-01	0.10394E+00	0.10457E+00
24.	0.88069E-02	0.55663E-01	0.87413E-01	0.10273E+00	0.10348E+00
26.	0.52226E-02	0.53276E-01	0.85797E-01	0.10151E+00	0.10236E+00
28.	0.19664E-02	0.51062E-01	0.84253E-01	0.10030E+00	0.10123E+00
30.	-0.99306E-03	0.49014E-01	0.82787E-01	0.99124E-01	0.10010E+00
32.	-0.36853E-02	0.47120E-01	0.81401E-01	0.97984E-01	0.99001E-01
34.	-0.61371E-02	0.45368E-01	0.80093E-01	0.96685E-01	0.97923E-01
36.	-0.83729E-02	0.43748E-01	0.78861E-01	0.95830E-01	0.96875E-01
38.	-0.10414E-01	0.42249E-01	0.77700E-01	0.94818E-01	0.95859E-01
40.	-0.12291E-01	0.40860E-01	0.76607E-01	0.93849E-01	0.94875E-01
42.	-0.13990E-01	0.39572E-01	0.75578E-01	0.92922E-01	0.93925E-01
44.	-0.15557E-01	0.38376E-01	0.74607E-01	0.92036E-01	0.93007E-01
46.	-0.16996E-01	0.37265E-01	0.73692E-01	0.91188E-01	0.92121E-01
48.	-0.18318E-01	0.36231E-01	0.72829E-01	0.90377E-01	0.91265E-01
50.	-0.19535E-01	0.35268E-01	0.72013E-01	0.89601E-01	0.90439E-01

$u_0 \delta / \nu$  の値をパラメータとして示したものである。この図は、粗面の場合の  $K_t$  と  $z/\delta$  の関係を示す計算結果であって、滑面の場合の図 1.3.9 と比較すると、質量輸送速度の鉛直分布は滑面と粗面で非常に異なることがわかる。すなわち、底面が粗面の場合、底面のごく近くにその上層と逆方向の質量輸送が存在することである。これを仮に逆転層と呼ぶことにすると、この逆転層の厚さは、 $u_0 \delta / \nu$  の値

が増大するとともに増大し、 $u_0 \delta / \nu = 2000$  のように Reynolds 数が大きい場合には、滑面の場合とまったく逆方向の質量輸送が起こることになる。

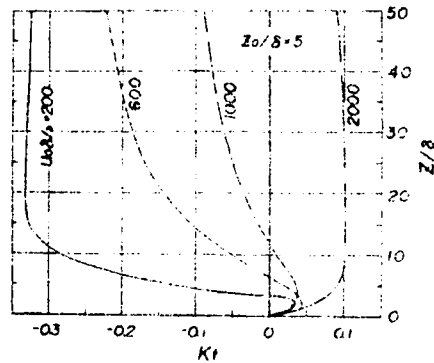


図 1.3.11  
 $K_t$  と  $z/\delta$  の関係  
(粗面の場合)

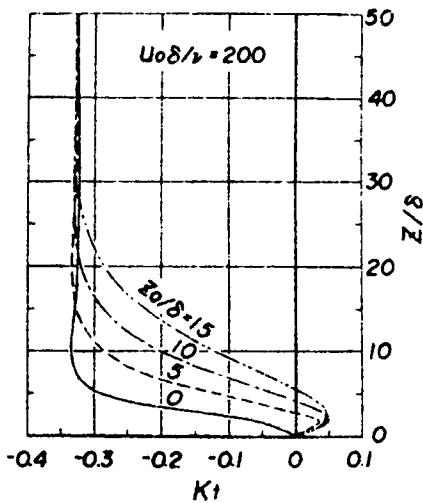


図 1.3.12  
質量輸送速度に及ぼす  $z_0/\delta$  の効果(1)

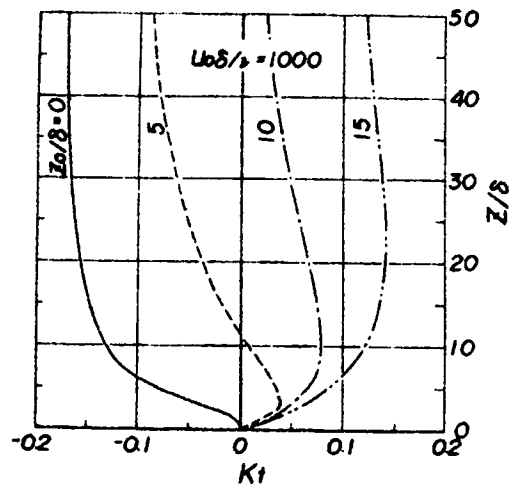


図 1.3.13  
質量輸送速度に及ぼす  $z_0/\delta$  の効果(2)

こうした傾向をさらに明確にするために示したのが図 1.3.12 および図 1.3.13 である。図 1.3.12 は  $u_* \delta / \nu = 200$  の場合の  $K_t$  と  $z / \delta$  の関係を、 $z_* / \delta$  の値をパラメータとして示したものであり、図 1.3.13 は  $u_* \delta / \nu = 1000$  に対する同様の関係を示している。これらの図から明らかなことは、

- 1) 粗度要素  $z_* / \delta$  の値が増大すれば、逆転層の厚さが増大すること、
- 2) たとえ  $z_* / \delta$  の値が同じであっても、 $u_* \delta / \nu$  の値の大きい方が、逆転層の厚さが増大すること、および
- 3) Reynolds 数  $u_* \delta / \nu$  の値が大きくなり、かつ粗度要素  $z_* / \delta$  の値も増大すると、 $z / \delta \leq 50$  の範囲では、すべて逆転層となり、滑面の場合とまったく逆の質量輸送が起こること、などである。

以上の計算結果から明らかなように、重複波の場合、底面乱流境界層内の質量輸送の方向は、層流境界層の場合とは異なり、Reynolds 数  $u_* \delta / \nu$  および粗度要素  $z_* / \delta$  によって種々変化する。その概要を、ここでの計算範囲内に限定して、定性的に説明するとつぎのようである。すなわち、底面が滑面の場合、境界層内におけるその方向は上層において重複波の節から腹に向う方向であり、下層ではその逆になるが、大きさはきわめて小さい。一方、粗面の場合には、逆転層の質量輸送は重複波の腹から節の方向へ、逆に、その上層は重複波の節から腹の方向へ向うわけである。ただここで注意すべきことは、逆転層の厚さが  $u_* \delta / \nu$  および  $z_* / \delta$  の値の増大とともに増加し、さらに  $u_* \delta / \nu$  および  $z_* / \delta$  の値がともに大きくなると、質量輸送は境界層全体にわたって重複波の腹から節の方向に向うようになることである。

ここで説明した現象は重複波による漂砂の問題、とくに漂砂の移動方向を論じようとする場合、きわめて重要な役割をはたすと考えられる。

底質が非常に小さい場合を除いて、一般に、自然の海底は粗面であるから、乱流境界層の場合、上述した逆転層の厚さと底質粒径の大小関係および漂砂の移動形式（掃流漂砂かあるいは浮遊漂砂かということ）が漂砂の移動方向を決定する重要な要素となるわけである。漂砂が掃流形式で輸送される場合、逆転層の厚さ  $\delta_i$  と底質の粒径  $d$  の大小関係と Reynolds 数  $u_* \delta / \nu$  の種々の値によって漂砂の移動方向が異なるであろうし、また浮遊漂砂の場合には、Reynolds 数  $u_* \delta / \nu$  と粗度要素  $z_* / \delta$  の値の大小によって移動方向が異なると推定される。これらの関係を一括して示すと、表 1.3.4 のようになるであろう。

この問題については第2編でさらに詳しく説明したい。

表 1.3.4 重複波（乱流境界層）による漂砂の移動方向

	$\delta_i$ と $d$ の関係	Reynolds数	移動方向		Reynolds数	移動方向
掃 流 形 式	$\delta_i > d$	小	腹 → 節	浮 遊 形 式	小	節 → 腹
		大	腹 → 節			
	$\delta_i < d$	小	節 → 腹		大	腹 → 節
		大	腹 → 節			

漂砂が移動するときには、通常砂漣が発達する。砂漣が発達すると、漂砂は砂漣の表面を掃流形式で移動するものと、流速の大きいとき巻き上げられて浮遊形式で輸送されるものに分けられる。しかも、この砂漣は粗度要素  $z_0/\delta$  の値が非常に大きい場合に対応するから、Reynolds数  $u_*\delta/\nu$  の値が小さいときには、比較的粒径の大きい掃流漂砂は重複波の節の方向に、粒径の小さい浮遊漂砂は腹の方向に、また Reynolds 数が大きいときには、掃流漂砂も浮遊漂砂もともに節の方向に輸送されることが推測される。

最後に、層流および乱流境界層における質量輸送速度の特性を比較検討するために、層流の場合に、(1.3.26a)式で示される質量輸送速度の無次元表示

$$\left| \frac{\bar{U}L}{\nu} \right| = \frac{\pi^2}{8} R_e^2 |K \cdot \sin 2kx| \quad (1.3.26a)$$

と同様の無次元表示を乱流の場合にも適用すると、(1.3.35)式より、

$$\left| \frac{\bar{U}L}{\nu} \right| = \pi^2 R_e^2 |K_t \cdot \sin 2kx| \quad (1.3.43)$$

の関係がえられる。

さて、層流境界層の場合、 $K$ は $z_0/\delta$ のみの関係であるから、特定の位置および高さにおける $|\bar{U}L/\nu|$ は $R_e$ の2乗に比例することになる。一方、乱

流境界層の場合、 $K_t$ は $z/\delta$ のみの関数ではなくて、 $u_0$ 、 $\delta/\nu$ すなわち $Re$ にも関係するので、特定の位置および高さを選んで、 $x/L$ および $z/\delta$ の値を固定しても、 $|\bar{U}L/\nu|$ と $Re$ の関係は、層流理論の場合ほど簡単に決定することができないが、 $Re$ は層流および乱流境界層における質量輸送速度の特性を表わす一つの指標にはなると考えられる。

そこで、 $z/\delta$ および $x/L$ の値を固定して、層流および乱流境界層における $|\bar{U}L/\nu|$ と $Re$ の関係を検討しよう。ただし、 $|\bar{U}L/\nu|$ と $Re$ の一般的関係を見出すためには、空間的に $\bar{U}$ が一様である領域が望ましい。層流境界層の場合、 $z/\delta \geq 4.2$  ( $\eta^+ \geq 3$ )における $K$ の値は-3とほぼ一定であり、さらに、滑面乱流境界層の場合にも、それぞれのReynolds数に対する $K_t$ の値は $z/\delta > 10$ においてほぼ一定である。これは、層流でも乱流でも $z/\delta$ がある高さ以上になると、質量輸送速度の鉛直分布が一様になることを示している。したがって、ここでは $z/\delta \rightarrow \infty$ における $K$ の値を(1.3.26a)式に、また乱流境界層では $z/\delta = 50$ における $K_t$ の値を(1.3.43)式に代入して $|\bar{U}L/\nu|$ と $Re$ の関係を求める。なお $x/L$ の値は $\sin 2kx = 1$ となる位置を選んでおくことにする。

表1.3.5は $Re$ の種々の値に対する $K_t$ の計算結果を示すものであって、この表には、さらに(1.3.43)式にもとづいて $|\bar{U}L/\nu|$ と $Re$ の関係も示しておいた。図1.3.14は層流および乱流境界層における質量輸送速度の無次元表示 $|\bar{U}L/\nu|$ (ただし、 $x/L = 1/8$ 、層流： $z/\delta \rightarrow \infty$ 、乱流： $z/\delta = 50$ )と $Re$ の関係を示すものであって、層流境界層の場合、上述したように、 $|\bar{U}L/\nu|$ は $Re$ の2乗に比例するが、乱

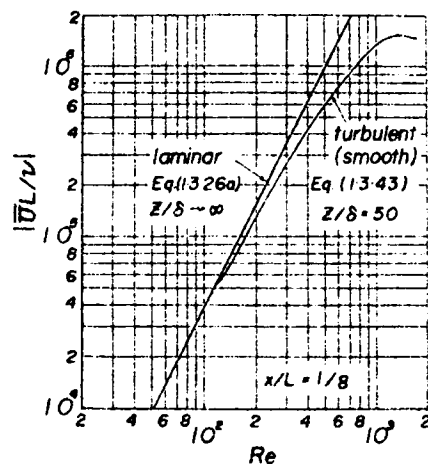


図 1.3.14

$|\bar{U}L/\nu|$ と $Re$ の関係

流境界層における  $|\bar{U} L/\nu|$  は、 $Re$  の値が 1300 程度まで  $Re$  の増加とともに増大するが、 $Re$  の値がそれ以上になると、減少する傾向がみえる。さらに乱流境界層における質量輸送速度は層流境界層におけるそれに比べて小さく、 $Re$  数の増加とともにその傾向が著るしくなることを示している。

表 1.3.5  $K_t$  および  $|\bar{U} L/\nu|$  と  $Re$  の関係

$U_0 \delta/\nu$	$Re$	$K_t$	$ \bar{U} L/\nu $
200	160	-0.325	$8.21 \times 10^4$
400	320	-0.283	$2.86 \times 10^5$
600	480	-0.246	$5.59 \times 10^5$
800	640	-0.207	$8.37 \times 10^5$
1000	800	-0.173	$1.09 \times 10^6$
1200	960	-0.147	$1.34 \times 10^6$
1400	1120	-0.119	$1.47 \times 10^6$
1600	1280	-0.094	$1.52 \times 10^6$
1800	1440	-0.074	$1.51 \times 10^6$
2000	1600	-0.058	$1.47 \times 10^6$

ただし、 $z/\delta=50$  における  $K_t$  の値

ただここで注意すべきことは、底面が粗面の場合、質量輸送の方向が Reynolds 数と粗度要素によって変わるために、滑面に対すると同様の関係を一意的に決定することができないことであって、底面が粗面の場合の  $|\bar{U} L/\nu|$  と  $Re$  の関係について一般的な結論をうるにはさらに検討する必要がある。

#### 4.3 付 録

付録 I : (1.3.29)式と(1.3.31)式の関係より,

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z} = \frac{\partial \phi_2}{\partial z} + \int \frac{\partial \phi_1}{\partial z} dt \cdot \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x \partial z} - \int \frac{\partial \phi_1}{\partial x} dt \cdot \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2}$$

がえられるが、この関係から(1.3.32)式の関係を誘導する方法について述べる。

いま、(1.3.28)式から、境界層内における  $x$  および  $z$  方向の水粒子速度は、

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial z}, \quad w = -\frac{\partial \phi}{\partial x}$$

によって与えられる。また、渦度成分は、

$$\nabla^2 \phi = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \quad (1-1)$$

で表わされる。したがって、渦度方程式および運動方程式は、それぞれ、

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \phi}{\partial z} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left( N_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \right] \nabla^2 \phi = 0 \quad (1-2)$$

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \phi}{\partial z} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left( N_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \right] \frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial u_\infty}{\partial t} \quad (1-3)$$

である。なお、境界条件は

$$z=0 \text{ で } \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0$$

$$z \rightarrow \infty \text{ で } \frac{\partial \phi}{\partial z} = u_\infty$$

である。いま、 $x$  方向の代表的な長さとして  $l$ 、 $z$  方向のそれを  $\delta_B$  と表わす。 $\partial \phi / \partial z \sim O(1)$  とすると、



$$\frac{\partial \phi}{\partial x} \sim 0(\delta_B/l)$$

となり、 $\partial \phi / \partial x$  は  $\partial \phi / \partial z$  に比べて小さい。さらに、

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \sim 0(\delta_B/l)^1, \quad \frac{\partial^3 \phi}{\partial z^3} \sim 0(\delta_B/l)^2$$

である。

つぎに、(1-2)式の時間的平均をとり、上述した大きさの程度の比較の結果を考慮すると、結局、渦度式は、

$$\left[ \frac{\partial \phi}{\partial z} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left( N_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \right] \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1-4)$$

となる。

さて、 $\phi$  を微小量  $\epsilon$  のべき級数に展開し、(1-2)および(1-3)に代入して、 $\epsilon$  の1乗の項に関して成立する関係を示すと、それぞれ

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left( N_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \right] \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} = 0 \quad (1-5)$$

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left( N_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \right] \frac{\partial \phi_1}{\partial z} = \frac{\partial u_{\infty 1}}{\partial t} \quad (1-6)$$

となる。したがって、(1-5)および(1-6)式より、それぞれ

$$\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} = \int \frac{\partial}{\partial z} \left( N_z \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3} \right) dt \quad (1-7)$$

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial z} = \int \frac{\partial}{\partial z} \left( N_z \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} \right) dt + u_{\infty 1} \quad (1-8)$$

がえられる。

(1-4)式において、 $\epsilon$  の最低のべき数の各項は、

$$\left( \frac{\partial \phi_1}{\partial z} \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \frac{\partial}{\partial z} \right) \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial z} \left( N_z \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3} \right) = 0 \quad (1-9)$$

となり，この式に ( 1-7 ) 式を代入すると，

$$\begin{aligned} & \overline{\frac{\partial \phi_1}{\partial z} \int \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} (N_z \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3}) d t} - \overline{\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \int \frac{\partial^2}{\partial z^2} (N_z \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3}) d t} \\ & - \overline{\frac{\partial}{\partial z} (N_z \frac{\partial^3 \phi_2}{\partial z^3})} = 0 \end{aligned} \quad (1-10)$$

がえられる。

つぎに，( 1.3.30 ) 式より，

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi}{\partial z} &= \overline{\frac{\partial \phi_2}{\partial z}} + \overline{\int \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} d t \cdot \frac{\partial \phi_1}{\partial x}} + \overline{\int \frac{\partial \phi_1}{\partial z} d t \cdot \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x \partial z}} \\ \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} &= \overline{\frac{\partial^2 \phi_2}{\partial z^2}} + \overline{\int \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3} d t \cdot \frac{\partial \phi_1}{\partial x}} + 2 \overline{\int \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} d t \cdot \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x \partial z}} \\ &+ \overline{\int \frac{\partial \phi_1}{\partial z} d t \cdot \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial x \partial z^2}} \\ \frac{\partial^3 \Psi}{\partial z^3} &= \overline{\frac{\partial^3 \phi_2}{\partial z^3}} + \overline{\int \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial z^4} d t \cdot \frac{\partial \phi_1}{\partial x}} + 3 \overline{\int \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3} d t \cdot \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x \partial z}} \\ &+ 3 \overline{\int \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} d t \cdot \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial x \partial z^2}} + \overline{\int \frac{\partial \phi_1}{\partial z} d t \cdot \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial x \partial z^3}} \dots (1-11) \end{aligned}$$

がえられる。さらに，( 1-11 ) 式より，

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} (N_z \frac{\partial^3 \Psi}{\partial z^3}) &= \overline{\frac{\partial}{\partial z} (N_z \frac{\partial^3 \phi_2}{\partial z^3})} - \overline{\frac{\partial N_z}{\partial z} \frac{\partial^3 \phi_2}{\partial z^3}} + \overline{\frac{\partial N_z}{\partial z} \frac{\partial^3 \Psi}{\partial z^3}} \\ &+ \overline{N_z (\int \frac{\partial^5 \phi_1}{\partial z^5} d t \cdot \frac{\partial \phi_1}{\partial x} + 4 \int \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial z^4} d t \cdot \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x \partial z}} \\ &+ 6 \int \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3} d t \cdot \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial x \partial z^2} + 4 \int \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} d t \cdot \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial x \partial z^3}} \\ &+ \overline{\int \frac{\partial \phi_1}{\partial z} d t \cdot \frac{\partial^5 \phi_1}{\partial x \partial z^4}}) \end{aligned} \quad (1-12)$$

一方，( 1-10 ) 式より

$$\begin{aligned}
\overline{\frac{\partial}{\partial z} (N_z \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3})} &= \overline{\frac{\partial \phi_1}{\partial z} \int \frac{\partial}{\partial x \partial z} (N_z \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3}) d t} \\
&\quad - \overline{\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \int \frac{\partial^2}{\partial z^2} (N_z \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3}) d t} \\
&= \overline{N_z (\frac{\partial \phi_1}{\partial z} \int \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial x \partial z^3} d t - \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \int \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3} d t)} \\
&\quad + \overline{\frac{\partial N_z}{\partial z} (\frac{\partial \phi_1}{\partial z} \int \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial x \partial z^3} d t - 2 \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \int \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3} d t)} \\
&\quad - \overline{\frac{\partial^2 N_z}{\partial z^2} \cdot \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \int \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3} d t} \quad (1-13)
\end{aligned}$$

がえられるから，(1-12)と(1-13)式より，

$$\begin{aligned}
N_z \frac{\partial^4 \psi}{\partial z^4} &= N_z (4 \int \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial z^4} d t \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x \partial z} + 6 \int \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3} d t \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial x \partial z^2} \\
&\quad + 4 \int \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} d t \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial x \partial z^3}) - \overline{\frac{\partial N_z}{\partial z} (\frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3})} \\
&\quad - \overline{\frac{\partial \phi_1}{\partial z} \int \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial x \partial z^3} d t + 2 \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \int \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial z^4} d t} \\
&\quad - \overline{\frac{\partial^2 N_z}{\partial z^2} \cdot \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \int \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3} d t} \quad (1-14)
\end{aligned}$$

がえられる。上式において，(1-7)と(1-8)式の関係より，

$$\begin{aligned}
&\int \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial z^4} d t \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x \partial z} + \int \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} d t \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial x \partial z^3} \\
&= \int \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial z^4} d t \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left[ \int \frac{\partial}{\partial z} (N_z \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2}) d t + u_{\infty 1} \right] \\
&\quad - \int \frac{\partial}{\partial z} (N_z \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3}) d t \int \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial x \partial z^3} d t
\end{aligned}$$

$$= \overline{\int \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial z^4} d\tau \cdot \frac{\partial u_{\infty 1}}{\partial x}} + \frac{\partial N_z}{\partial z} \left( \overline{\int \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial x \partial z^2} d\tau \cdot \int \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial z^4} d\tau} \right. \\ \left. - \overline{\int \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3} d\tau \cdot \int \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial x \partial z^3} d\tau} \right)$$

がえられるから、上式を(1-14)式に代入して、さらに、

$$3 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( \overline{\int \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} d\tau \cdot \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x \partial z}} \right) = 3 \overline{\int \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial z^4} d\tau \cdot \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x \partial z}} + \\ 6 \overline{\int \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3} d\tau \cdot \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial x \partial z^2}} + 3 \overline{\int \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} d\tau \cdot \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial x \partial z^3}}$$

の關係を用いて(1-14)式を整理すると、結局

$$\frac{\partial^4 \Psi}{\partial z^4} = \overline{\int \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial z^4} d\tau \cdot \frac{\partial u_{\infty 1}}{\partial x}} + 3 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( \overline{\int \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} d\tau \cdot \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x \partial z}} \right) \\ + \frac{\partial N_z}{\partial z} \left( \overline{\int \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial x \partial z^2} d\tau \cdot \int \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial z^4} d\tau} - \overline{\int \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3} d\tau \cdot \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial x \partial z^3} d\tau} \right) \\ - \frac{1}{N_z} \frac{\partial N_z}{\partial z} \left( \overline{\frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3}} - \frac{\partial \phi_1}{\partial z} \cdot \overline{\int \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial x \partial z^3} d\tau} + 2 \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \cdot \overline{\int \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial z^4} d\tau} \right) \\ - \frac{1}{N_z} \frac{\partial^2 N_z}{\partial z^2} \cdot \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \cdot \overline{\int \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z^3} d\tau} \quad (1-15)$$

がえられる。上式を $z$ に関して $\infty$ から $z$ まで2回積分するが、上式右辺第3項以下の $N_z$ を含む各項は微量量として省略すると、結局

$$\frac{\partial^4 \Psi}{\partial z^4} = \overline{\int \frac{\partial^4 \phi_1}{\partial z^4} d\tau \cdot \frac{\partial u_{\infty 1}}{\partial x}} + 3 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( \overline{\int \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} d\tau \cdot \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x \partial z}} \right) \quad (1-16)$$

となる。したがって、(1-16)式を $z$ について2回積分するが、 $z \rightarrow \infty$ で、 $\partial^3 \phi_1 / \partial z^3$ 、 $\partial^2 \phi_1 / \partial z^2$ および $\partial^3 \Psi / \partial z^3$ 、 $\partial^2 \Psi / \partial z^2$ は0と考えるならば、

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = 4 \overline{\int \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} d\tau \cdot \frac{\partial u_{\infty 1}}{\partial x}} + 3 \overline{\int \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} d\tau \left( \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x \partial z} \right)_{\infty}^z}$$

となり，上式を  $z$  に関して 0 から  $z$  まで積分すると，結局，近似解として，

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z} \doteq 4 \int u_1 d t \frac{\partial u_{\infty 1}}{\partial x} + 3 \int_0^z \left[ \frac{\partial u_1}{\partial z} d t \left( \frac{\partial u_1}{\partial x} \right)_{\infty}^z \right] d z \quad (1-17)$$

がえられる。この式を (1.3.3 1) 式に代入すれば，(1.3.3 2) 式をうる事ができる。

付録 II : ここでは (1.3.3 8 b) 式で示される  $K_{t2}$  の計算結果を示す。ここでもう一度， $K_{t2}$  と  $F$  の関係を示すと，

$$\begin{aligned} K_{t2} &= \int_{\xi_0}^{\xi} \left( F_i \frac{dF_r}{d\xi} - F_r \frac{dF_i}{d\xi} \right) d\xi \\ &= [F_r F_i]_{\xi_0}^{\xi} - 2 \int_{\xi_0}^{\xi} F_r \frac{dF_i}{d\xi} d\xi \end{aligned} \quad (II-1)$$

のようになる。ここに， $F_r$  および  $F_i$  はそれぞれ (1.3.3 9) 式および (1.3.4 0) 式によって与えられる。また，

$$\begin{aligned} \frac{dF_i}{d\xi} &= -(\xi/\xi_0)^{-3/2} \xi_0^{-1} \{ a_1 b_1 (\xi/\xi_0)^{-n_r} \sin(\theta_r + r_1 \\ &\quad - s_1) + a_2 b_2 (\xi/\xi_0)^{n_r} \sin(\theta_i - r_2 - s_2) \} \end{aligned} \quad (II-2)$$

である。ここに， $a_1$ ， $a_2$  および  $r_1$ ， $r_2$  はそれぞれ (1.3.4 1) および (1.3.4 2) 式によって与えられ，かつ，

$$b_1 = \sqrt{(0.5 + n_r)^2 + n_i^2}, \quad b_2 = \sqrt{(0.5 - n_r)^2 + n_i^2} \quad (II-3)$$

$$s_1 = \tan^{-1} \{ n_i / (0.5 + n_r) \}, \quad s_2 = \tan^{-1} \{ n_i / (0.5 - n_r) \} \quad (II-4)$$

である。

以上の各式を (II-1) 式に代入すれば  $K_{t2}$  を求めることができるが，こ

ここで問題は ( II - 1 ) 式右辺の最後の項の積分計算である。すなわち、

$$\int_{\xi_0}^{\xi} F_r \frac{dF_i}{d\xi} d\xi = - ( a_1^2 b_1 l_1 + a_1 a_2 b_2 l_2 - a_1 a_2 b_1 l_3 - a_2^2 b_2 l_4 ) \quad ( \text{II} - 5 )$$

となる。ここに、

$$\begin{aligned} l_1 &= \int_1^{\zeta} \zeta^{-2(1+n_r)} \sin(\theta_i + r_1 - s_1) \cos(\theta_i + r_1) d\zeta \\ &= \frac{1}{2(1+2n_r)} \{ \zeta^{-(1+2n_r)} - 1 \} \sin s_1 \\ &\quad + \frac{1}{4b_1} \{ \sin(2r_1) - \zeta^{-(1+2n_r)} \sin 2(\theta_i + r_1) \} \end{aligned} \quad ( \text{II} - 6 )$$

ここに、 $\zeta = (\xi / \xi_0)$  である。

$$\begin{aligned} l_2 &= \int_1^{\zeta} \zeta^{-2} \sin(\theta_i - r_2 - s_2) \cos(\theta_i + r_1) d\zeta \\ &= \frac{1}{2} (\zeta^{-1} - 1) \sin(r_1 + r_2 + s_2) \\ &\quad + \frac{1}{2\sqrt{1+4n_i^2}} \{ \sin(r_1 - r_2 - s_2 + p_1) - \zeta^{-1} \sin(2\theta_i + r_1 - r_2 - s_2 + p_1) \} \end{aligned} \quad ( \text{II} - 7 )$$

ここに、 $p_1 = \tan^{-1} 2n_i$

$$\begin{aligned} l_3 &= \int_1^{\zeta} \zeta^{-2} \sin(\theta_i + r_1 - s_1) \cos(\theta_i - r_2) d\zeta \\ &= -\frac{1}{2} (\zeta^{-1} - 1) \sin(r_1 + r_2 - s_1) + \frac{1}{2\sqrt{1+4n_i^2}} \\ &\quad \{ \sin(r_1 - r_2 - s_1 + p_1) - \zeta^{-1} \sin(2\theta_i + r_1 - r_2 - s_1 + p_1) \} \end{aligned} \quad ( \text{II} - 8 )$$

$$\begin{aligned}
I_4 &= \int_1^{\zeta} \zeta^{-2(1-n_r)} \sin(\theta_i - r_2 - s_2) \cos(\theta_i - r_2) d\zeta \\
&= \frac{1}{2(1-2n_r)} \{ \zeta^{-(1-2n_r)-1} \} \sin s_2 \\
&\quad - \frac{1}{4b_2} \{ \sin(2r_2) + \zeta^{-(1-2n_r)} \sin 2(\theta_i - r_2) \} \\
&\hspace{15em} (\text{II-9})
\end{aligned}$$

となる。なお、ここで特別説明しなかった記号は、第2章第4節ですでに用いられているものである。

## 第5節 重複波による境界層内の質量輸送に関する実験

進行波の質量輸送に関しては、Russell-Osorio<sup>5)</sup>らが広範な実験を行っているが、従来、重複波の質量輸送についてはほとんど実験が行なわれていない。しかも、Russell-Osorioらの実験も境界層外における質量輸送速度の測定が主であって、境界層内部の質量輸送についてはほとんど検討を加えていない。

以上のような理由、ならびに重複波の場合には、進行波のように反射波の影響を考慮する必要がまったくないということ、および進行波に比べて大きな波高の波がえられるという理由から、上述した理論的考察の結果を確認するために、重複波によって発達する底面境界層内の質量輸送について実験を行なった。ここではその結果について述べる。

### 5.1 実験装置および実験方法

実験装置 : 実験は、京都大学防災研究所宇治川水理実験所にある大小二つの水槽を用いて行なった。その一つは、図1.3.15に示すように、長さ300 cm、幅30 cm、深さ100 cmの片面ガラス張銅製小水槽で、水槽の一端は鉛直壁とし、これから2.50 mの位置に造波板を設置した。水槽の底面は水平で、

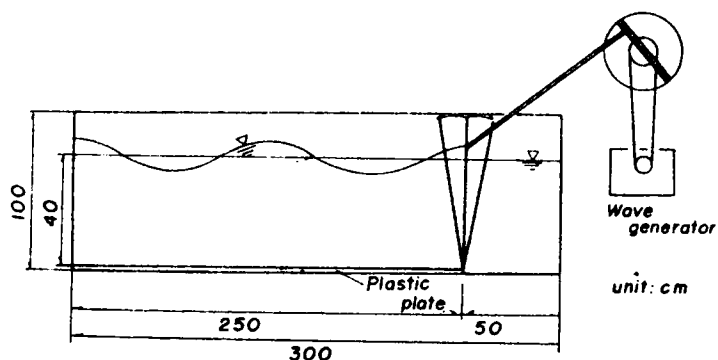


図 1. 3. 1 5 小水槽の概要

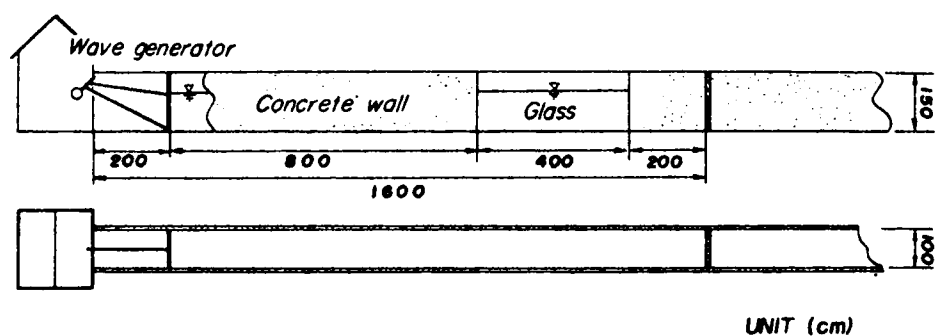


図 1. 3. 1 6 大水槽の概要

滑面とするために、5 mm厚さのアクリル樹脂製平板を底面に敷き、また粗面とするために、木津川産の砂（1.1 0 mmの篩を通過し、0.8 5 mmのそれに残留するもの）をコス付けしたアクリル樹脂製平板を底面に敷いて固定した。

一方、他の一つの水槽は、図 1. 3. 1 6 に示すように、長さ7 0 m、幅1 m、深さ1.5 mのコンクリート製長大水槽の一部を利用したものであって、重複波



を発生させるために、水槽一端の造波板から 1.4 m の位置に鉛直壁を設け、この間を実験水槽とした。水槽の底面は水平で、モルタルこて仕上げである。なお、この大水槽の側面の一部は長さ 4 m にわたってガラス張りとなっている。

小水槽の造波機は 1 HP のモーターで駆動するフラッター式のもので、その周期は無段変速器によって 0.5 ～ 6.5 sec の間を連続的にかえることができる。また、大水槽の造波機は、10 HP のモーターで駆動するマルチ・パーパス型フラッター式のもので、周期は 0.8 ～ 3.2 sec の間を連続的にかえることができる。

波の基本量の測定 : 重複波の周期は造波機の周期をストップウォッチで測定して定めた。重複波の波高は、小水槽の場合、つぎに示す二つの方法を併用して測定した。その一つは電気抵抗式波高計を重複波の腹の位置に設置し、ここにおける水位の時間的変化を動弁計を通してペン書きオツシログラフに自記させる方法であり、他の一つは、1 周期以上の時間、写真機のシャッターを開放して撮影した波形から読み取る方法である。なお、大水槽では、電気抵抗式波高計によって波高を測定した。図 1.3.17 は造波機を駆動してのちの波高の変化を示す一例で、重複波の腹の位置においた電気抵抗式波高計によってえられる波高と、写真撮影によるそれを比較したもので、その差はほとんどみとめられないことから、どちらの方法を用いてもほぼ満足すべき結果のえられることがわかる。また、造

波機駆動後ほぼ 5 分を経過すると、波高はほぼ一定になるのがみられる。したがって質量輸送に関する実験は波高がほぼ一定になったのちに行なえばよいことがわかる。

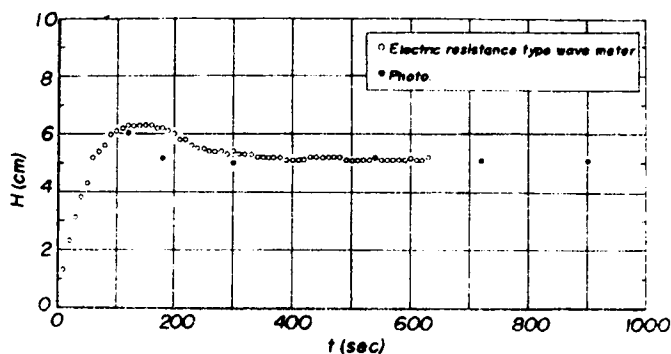


図 1.3.17 重複波の波高の時間的变化

質量輸送速度測定法： 前述したように、波動に伴う底面境界層の厚さは非常に小さいので、この層内での流速を Euler 流に測定することは技術的にはほとんど不可能であろう。したがって、現在一般に考えられる方法は Lagrange 流のもので、これには二つの方法がある。その一つは流体と同じ比重をもつ固体粒子を運動している流体中に投入し、その粒子の運動を追跡する方法で、他の一つは固体粒子のかわりに染料を用い、その流れを追跡する方法である。しかしながら、これらの方法はいずれも流速や質量輸送速度を直接測定するのではなくて、固体粒子や dye streak の 1 周期の変化  $\Delta x$  を測定し、これを周期  $T$  で除して質量輸送速度を算出するものである。

本実験では上述した二つの方法によって質量輸送速度を算出したが、その詳細を説明するとつぎのようである。ただここで注意すべきことは、流れの状態や底面の性質によって、用いるべき方法を代えねばならないということである。

#### (1) 固体粒子法

##### a) ナイロン球による測定法

これは粒径 4.8 mm ( 3 mm のものも用いた )、比重 1.10 のナイロン球を用いて測定するものであって、水底に沈められて移動する球を追跡するために、ストロボ・フラッシュを用いて、1 周期ごとのナイロン球の位置を 1 枚のフィルム上に撮影する方法である。しかしこのナイロン球をそのまま水底に沈めたのでは、底面上を転動するために水粒子の運動に追従しなくなる。したがってこれを防ぐために、球に小さな孔をあけ、このなかに空気を閉込めて、できるだけ水の比重に近づけるとともに、底面上を回転することなく移動するようにした。

この方法は、底面が滑面の場合には、境界層内が層流でも乱流でも用いることができる。しかし、前節で述べたように、境界層内の質量輸送速度は鉛直方向に一樣でないから、ナイロン球による測定結果がどの高さの質量輸送速度に対応するか明確でないという欠点がある。

##### b) 塩化ビニール粒による測定法

これは、粒径 0.13 mm、比重 1.15 の塩化ビニール粒 ( 白色 ) を、水槽底面 ( 黒色 ) 全面に薄く敷並べてこれの移動状況のある時間間隔ごとに写真に撮影して質量輸送の方向を測定する方法である。この方法は、本実験では、層流

境界層における質量輸送の逆転層を確認するためにのみ用いられた。

## (2) 染料法

### a) 同時撮影法

過マンガン酸カリの微小粒子を水底に沈めて波をおこすと、底面付近の水粒子速度が零のときに、過マンガン酸カリ粒子から溶解する染料の濃度が大きくなり、半周期ごとに鮮明な dye streak が形成される。この dye streak は半周期ごとに逆方向に移動するので、数周期後には過マンガン酸カリ粒子を中心にして、その両側にそれぞれ 1 周期ごとに生成された数本の dye streak ができる。これらの dye streak を水槽側面から拡大撮影すると写真 - 1.3.1 のようになる。この写真において相隣る dye streak の間隔は質量輸送にもとづく 1 周期の変位を示している。したがって、それぞれの間隔を測定すれば質量輸送速度を算出することができる。この方法は dye streak が乱されない場合、すなわち、底面が滑面で層流の場合に用いることができ、質量輸送速度の水平分布および鉛直分布を測定することが可能である。なお実験のさい、過マンガン酸カリの微小粒子が流れによって移動するのを防ぐために、アクリル樹脂製底板の裏面に永久磁石を 5 cm 間隔に取り付け、さらに、過マンガン酸カリの微小粒子は薄い銅板にのりづけして、底面に定着できるようにした。

### b) 一定時間間隔撮影法

過マンガン酸カリの微小粒子を水中に投入すると、沈降中に一条の細い赤色線ができる。この方法は、底面近くでできた 1 本の赤色線の位置の時間的変化を測定しようとするものであって、ストロボ・フラッシュを用いて 1 周期ごとに同じ赤色線を 1 枚のフィルム上に撮影するものである。この方法の長所は、急速に染料が拡散して、その付近一帯が赤色になるということがないので、底面が粗面でかつ乱流の場合にも使用できる。ただし、長時間の使用は不可能である。

実験方法： それぞれの実験はすべて周期  $T$  と水深  $h$  を一定とし、波高  $H$  を変化させて行なった。また質量輸送速度の測定は、波の特性および底面の性質によって上述した測定法を使い分けた。その詳細は表 1.3.6 に示すようである。なお、それぞれの実験に対する諸条件を示すと表 1.3.7 のようである。

表 1. 3. 6 質量輸送速度測定法の分類

流れ \ 底面	滑 面	粗 面
層 流	(1) a) 固体粒子法 ( ナイロン球 ) (1) a) 固体粒子法 ( 塩化ビニール粒 ) (2) a) 染料法 ( 同時法 )	(2) b) 染料法 ( 一定時間間隔法 )
乱 流	(1) a) 固体粒子法 ( ナイロン球 )	

表 1. 3. 7 (a) 実験条件 ( ナイロン球 )

実験番号	1	2	3	4
使用水槽	小水槽	小水槽	大水槽	大水槽
底面の性質	滑 面	滑 面	滑 面	滑 面
使用球粒径	3.0 mm	4.8 mm	4.8 mm	4.8 mm
$L$ ( cm )	250	500	700	700
$T$ ( sec )	1.45	2.63	2.70	2.51
$h$ ( cm )	40	40	80	100
$\delta$ ( cm )	0.048	0.063	0.065	0.066
$\delta_B$ ( cm )	0.34	0.44	0.46	0.46
$H$ ( cm )	5.0~16.0	6.4~19.0	50~60	25~65
$h/L$	0.160	0.080	0.114	0.143
$H/L$	0.020~0.064	0.013~0.038	0.071~0.086	0.036~0.093
$H_c$ ( cm )	12.9	7.9	11.6	14.0
$H_R$ ( cm )	18.0	10.8	16.3	20.7

表 1.3.7 (b) 実験条件 (染料法)

実験番号	5 *	6	7	8
使用水槽 底面の性質	小水槽 滑 面	小水槽 滑 面	小水槽 滑 面	小水槽 粗 面
$L$ (cm)	250	250	500	250
$T$ (sec)	1.45	1.86	2.63	1.45
$h$ (cm)	40	20	40	40
$\delta$ (cm)	0.048	0.054	0.063	0.048
$\delta_B$ (cm)	0.34	0.38	0.44	0.34
$H$ (cm)	4~12	2~7	3~7	4~6
$h/L$	0.160	0.080	0.080	0.160
$H/L$	0.016~0.048	0.008~0.028	0.006~0.014	0.016~0.024
$H_c$ (cm)	12.9	6.5	7.9	—
$H_R$ (cm)	18.0	9.0	10.8	—

\* 塩化ビニール粒子による実験に用いられた諸条件は表 5  
のそれに等しい。

表 1.3.7 において、 $\delta = \sqrt{\nu T / 2\pi}$  であり、 $\nu$  の値としては  $0.01 \text{ cm}^2 / \text{sec}$  を用いて計算した。また  $\delta_B$  は層流境界層の厚さを示す。 $H_c$  および  $H_R$  はそれぞれ、 $u_0 \delta / \nu = 11.3$  および  $Re |\sin kx| = 90$  (ただし、 $kx = \pi/4$ ) に対応する波高であり、結局、境界層内が層流から乱流に遷移するときの限界波高を与えるものである。なお、 $H_R$  は、 $kx = (2n-1) \times \pi/4$  ( $n=1, 2, 3, \dots$ ) の位置、すなわち、重複板の節と腹の中間の位置における限界波高を示すものである。

## 5.2 実験結果と考察

### 5.2.1 ナイロン球による質量輸送の実験結果

写真 1.3.2 は、小水槽における測定結果の一例であって、水槽鉛直壁からほ

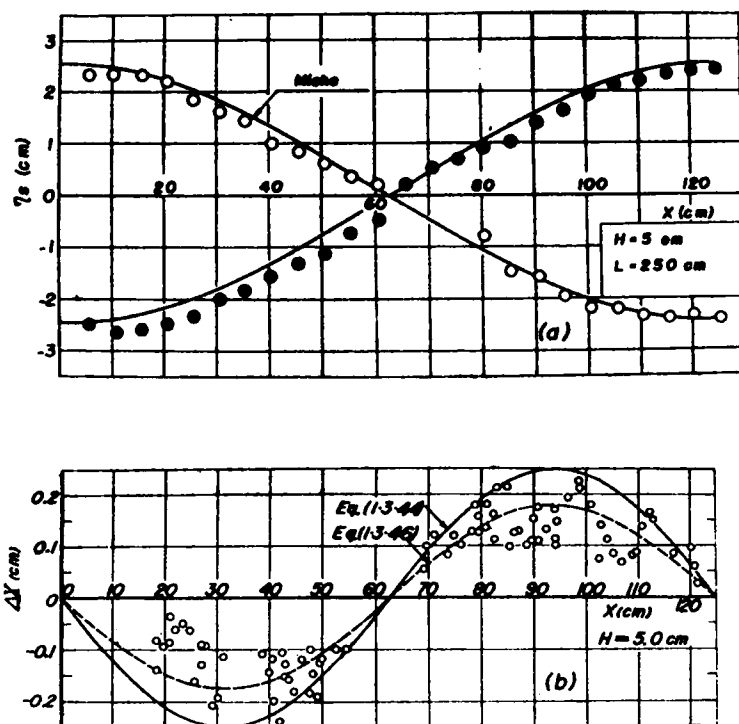


図 1. 3. 1 8 重複波の波形と質量輸送によるサイロン球の変位  
(No. 1,  $H = 5 \text{ cm}$ )

図 3.0 cm はなれた位置におけるサイロン球の移動状況を示している。この写真から明らかなように、サイロン球による実験では波の 1 周期に対する変位  $\Delta x$  が測定され、これから質量輸送速度を求めることができる。

まず、実験 No. 1 の結果について検討しよう。図 1.3.18(a) および (b) は、 $H = 5 \text{ cm}$  に対する実験結果であって、それぞれ重複波の波形とサイロン球による 1 周期の変位  $\Delta x$  を示したものである。同図(a)は、横軸に水槽鉛直壁からの距離  $x$  を、縦軸にそれぞれの位置における最高、最低水位をとって波形を示したもので、図中の丸印は実験波形を、また実線は第 2 章 (1.2.20) および (1.2.21) 式によって示される Miche<sup>11)</sup> の波形に対する第 2 近似解である。この図から明らかなように、 $H = 5 \text{ cm}$ 、すなわち  $H/L = 0.02$  程度における

波形は第2近似解で実験結果とよく一致することがわかる。なお、この図において、 $x = 0$  cm (鉛直壁) は腹、 $x = 62.5$  cm は節であり、 $x = 125$  cm は腹の位置である。同図(b) は、横軸に距離  $x$  を、縦軸に変位  $\Delta x$  をとってその水平方向の分布を示したものであるが、一般に、層流境界層内の質量輸送速度は鉛直方向に分布をもつため、質量輸送による一周期の変位は底面からの高さによって異なる。しかし、質量輸送速度の鉛直分布がナイロン球による1周期の変位に対してどのような効果を与えるかはそれほど明確でない。したがって、いまかりに、それが境界層外縁の変位を与えるものとするならば、その変位は、(1.3.21)式より、

$$\Delta x = \bar{U}_{\infty} T = -\frac{3}{8} \frac{\pi^2 H^2}{L \sinh^2 kh} \sin 2kx \dots\dots\dots (1.3.44)$$

で与えられる。なお、前節で述べたように、この変位は  $z/\delta \geq 3\sqrt{2}$  においてほぼ一定の値を与える。つぎに、ナイロン球による変位が底面からその粒径に対応する高さまでの平均変位を与えるものとするならば、その変位は、(1.3.0)式より、

$$\Delta x = \bar{U} T = \frac{1}{8} \frac{\pi^2 H^2}{L \sinh^2 kh} \left( \int_0^{\eta_d^+} K(\eta^+) d\eta^+ \right) \sin 2kx \dots\dots\dots (1.3.45)$$

となる。ここに、 $\eta_d^+ = d/\sqrt{2} \delta$  であり、 $d$  はナイロン球の粒径である。さらに、ナイロン球の粒径が境界層厚  $\delta_B$  (層流の場合  $\delta_B \div 7\delta$ ) に等しいならば、境界層全体にわたる平均の変位を与えることになり、(1.3.27)式より、

$$\Delta x = \bar{U}_m T = -\frac{1.9}{8} \frac{\pi^2 H^2}{L \sinh^2 kh} \sin 2kx \dots\dots\dots (1.3.46)$$

がえられる。図1.3.18(b)における実験は(1.3.44)式の間係を、また破線は(1.3.46)式の間係を示している。なお、(1.3.45)式を用いないで、(1.3.46)式を用いた理由は、表1.3.7(a)より明らかなように、この実験

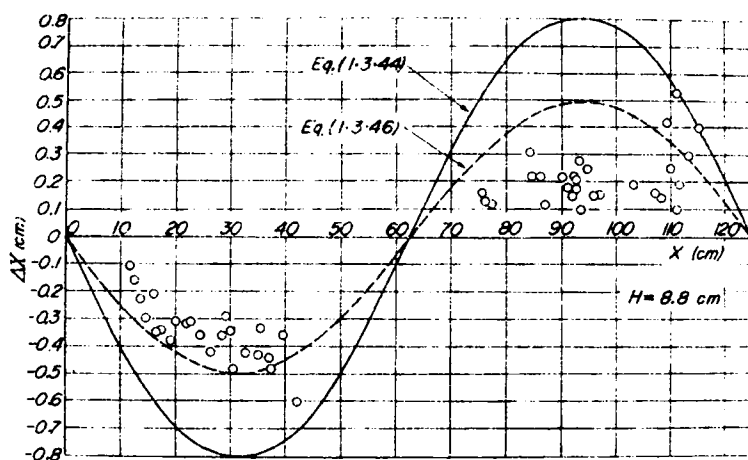


図 1. 3. 1 9 質量輸送によるナイロン球の変位 ( $\lambda_1$ ,  $H = 8.8$  cm)

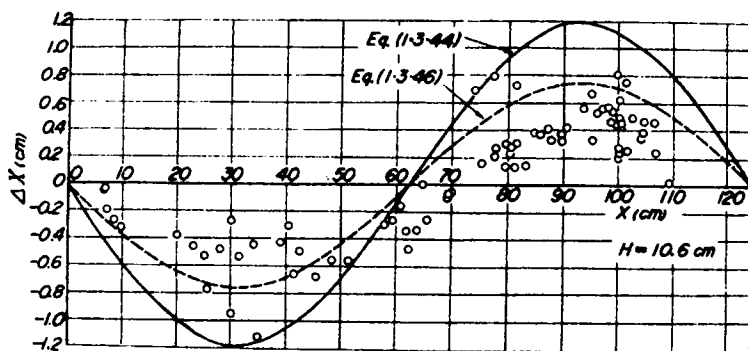


図 1. 3. 2 0 質量輸送によるナイロン球の変位 ( $\lambda_1$ ,  $H = 10.6$  cm)

には境界層厚にほぼ等しい粒径 3 mm のナイロン球を使用したためである。図 1. 3. 1 9 および図 1. 3. 2 0 は、図 1. 3. 1 8 と同様に、それぞれ  $H = 8.8$  cm および 10.6 cm に対する実験の結果を示すものであって、図中の実線と破線も図 1. 3. 1 8 と同様、それぞれ ( 1. 3. 4 4 ) 式と ( 1. 3. 4 6 ) 式の関係を示すものである。

これらの図から明らかなように、実験値は非常にばらつき、( 1. 3. 4 4 ) および ( 1. 3. 4 6 ) 式で示される層流理論と比べて一般に小さくなる傾向がみえ



る。しかし、種々の  $\alpha$  の値に対する実験結果の最大値はほぼ理論曲線に近いようである。こうしたはらつきの原因は、ナイロン球の比重が水のそれと同じでないことや球と底面の間に働く摩擦などによって、ナイロン球の移動速度が水粒子のそれに比べて小さくなるためと考えられる。

以上の考察結果から、層流境界層の場合、質量輸送によるナイロン球の1周期あたりの変位は、境界層外縁のそれに対する理論値(層流)よりやや小さく、その球の粒径に対応する高さまでの平均変位に対する理論値よりやや大きい傾向にあると結論することができよう。したがって、ここでは一応、ナイロン球による変位は、その粒径に対応する高さまでの平均変位を与えるとしておく。なお、実験No. 1の遷移 Reynolds 数  $u_* \delta / \nu = 113$  に対応する波高  $H_c$  は、表 1.3.7(a) から明らかなように、12.9 cm である。これは、水粒子速度の最も大きい重複波の節付近で境界層の流れが乱流になるためには  $H \geq 12.9$  cm でなければならないことを表わしている。図 1.3.18 ~ 1.3.20 に示す実験では、いずれの実験も  $H = 5 \sim 12$  cm であって、 $H_c = 12.9$  cm より小さく、境界層内の流れは層流であると考えられる。

つぎに、実験No. 2 ( $h = 40$  cm,  $L = 500$  cm,  $T = 2.63$  sec.) の結果について検討しよう。

図 1.3.21(a), (b) および (c) は、それぞれ、波高が  $H = 12$  cm, 16 cm および 19 cm の場合の実験波形と理論波形を比較したものであって、図中の丸印は実験によってえられた最高、最低の水位を、また実線、一点鎖線および破線はそれぞれ Miche<sup>11)</sup>、岸<sup>12)</sup> および Tadjbaksh-Keller<sup>13)</sup> の波形に対する第2近似解を示している。これらの図から明らかなように、いずれの第2近似解も実験波形とはかなり異なり、しかも波高が大きくなると、第2近似による理論曲線と実験波形の差異が著るしくなる傾向がみえる。

以上の結果から重複波の波形について検討するとつぎのようである。すなわち、波高の増大に伴って  $H/L$  の値が大きくなると、第2近似による理論波形はいずれも実験値に適合しなくなり、さらに高次の近似解について検討する必要があることがわかる。なお、上の図に示されている二点鎖線は、Tadjbaksh-Keller らが求めた第4近似の波形式を山口<sup>14)</sup> が数値計算した結果であって、実験結果によく適合しているのがみられる。したがって、波高の大きい

重複波の波形に関しては、第3ないし第4近似の波形式を用いることによって、満足すべき結果がえられるようである。

図 1. 3. 2 2 は、実験 № 2,  $h = 6.4 \text{ cm}$  の場合の実験結果であって、1 周期の変位  $\Delta x$  と鉛直壁からの距離  $x$  の関係が示されている。この実験 № 2 で用いられた波長は  $L = 500 \text{ m}$  であるので、重複波の節の位置は  $x = 125 \text{ cm}$  であり、腹の位置は  $x = 0$  と  $250 \text{ cm}$  のところである。また、この実験に用いたナイロン球は、表 1. 3. 7(a) に示したように、粒径  $4.8 \text{ mm}$  のものであって、この粒径は実験 № 2 における層流境界層の厚さに対応する。したがって、この粒径に対応する高さまでの平均変位は、(1. 3. 46) 式で与えられ、図中の実線はこの関係を表わしている。さらに、表 1. 3. 7(a) によると、実験

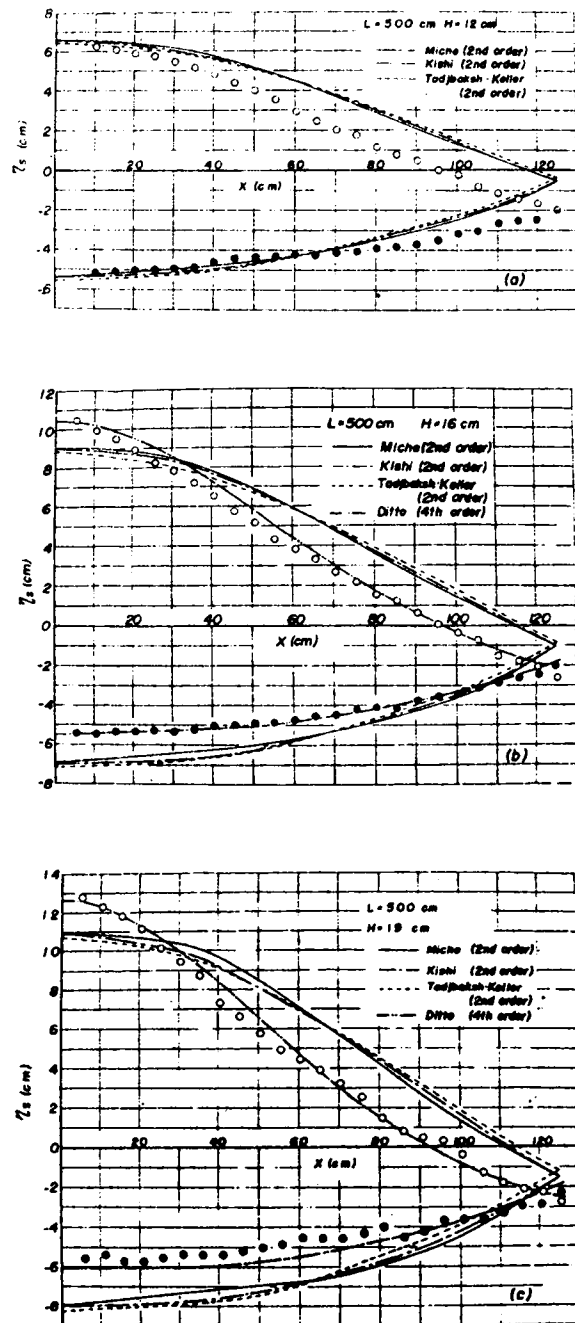


図 1. 3. 2 1 重複波の波形 (№ 2)

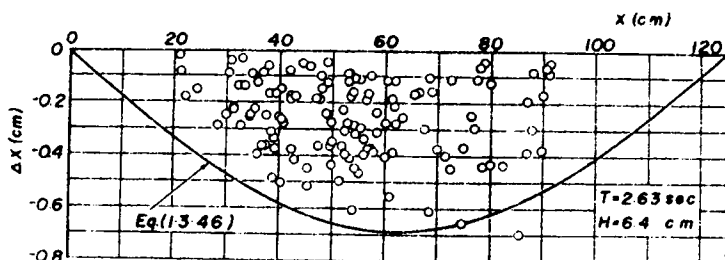


図 1.3.22 ナイロン球の 1 周期の変位 (No. 2)

No. 2 の限界波高  $H_c$  は 7.9 cm であるので、 $H = 6.4$  cm の場合、底面境界層内部は層流である。この図から明らかなように、実験値は、実験 No. 1 と同様に、かなりばらついてはいるが、一般に、(1.3.46) 式で表わされる理論値より小さくなる傾向が見える。しかし、 $x$  の種々の値に対する  $\Delta x$  の最大値のみに注目すると、やはり理論値にほぼ一致することがわかる。したがって、実験 No. 2 に対しても、ナイロン球の変位はその粒径に等しい高さまでの平均変位を与えるものと考えてよいであろう。

つぎに、図 1.3.23(a), (b) および (c) は、それぞれ、波形に関する図 1.3.21(a), (b) および (c) に対応する実験結果であって、質量輸送による一周期の変位を示すものである。なお図中の実線は前図と同様に、層流理論による境界層全体の平均変位を表わしている。さらに、表 1.3.7(a) から明らかなように、実験 No. 2 の条件に対する限界波高は  $H_c = 7.9$  cm であるから、波高がそれぞれ、12 cm, 16 cm および 19 cm のこれらの実験では、底面境界層内部のかなりの部分が乱流になっていると推定される。これらの図に示される実験結果（それぞれの位置で最大を示す実験値）と層流理論にもとづく計算値を比較すると、乱流境界層の場合、質量輸送によるナイロン球の変位は層流境界層におけるそれに比べてかなり小さいことがわかる。

以上、ナイロン球による実験結果の一部について検討を加えてきたが、さらに、大水槽における実験結果をも加えて、層流および滑面乱流境界層における質量輸送速度の水平分布について理論との適合性を検討する。

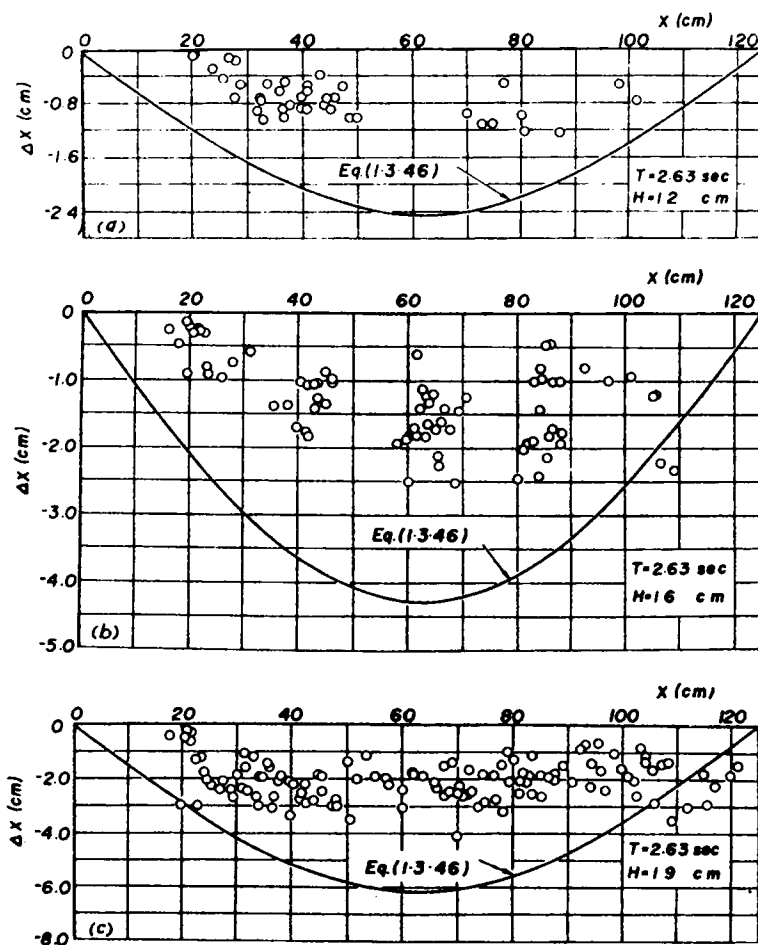


図 1.3.23 ナイロン球の1周期の変位 (No. 2)

さて、ナイロン球による実験値と理論結果を比較するために、算量輸送速度をつぎのように無次元化して取り扱う。

層流境界層の場合、境界層外縁における質量輸送速度 $\bar{U}_\infty$ は、前述したように、

$$\bar{U}_{\infty} = -\frac{3}{8} \frac{\pi^2 H^2}{L T \sinh^2 k h} \sin 2 k x \quad (1.3.21)$$

で与えられる。また、境界層全体にわたる平均の質量輸送速度も、

$$\bar{U}_m = -\frac{1.9}{8} \frac{\pi^2 H^2}{L T \sinh^2 k h} \sin 2 k x \quad (1.3.27)$$

によって与えられる。

一方、滑面乱流境界層の場合、 $z = d$ までの高さに対する平均の質量輸送速度 $\bar{U}_{tm}$ は、(1.3.35)式の関係より、

$$\bar{U}_{tm} = \frac{\pi^2 H^2}{L T \sinh^2 k h} K_{tm} \sin 2 k x \quad (1.3.47)$$

によって与えられる。ここに、

$$K_{tm} = \int_0^d K_t dz \quad (1.3.48)$$

であり、一般に、 $K_{tm}$ は $u_0 \delta / \nu$ の値によって変化する。いま、(1.3.21)、(1.3.27)および(1.3.47)式で示される各種の質量輸送速度に対して、(1.3.21)式で示される境界層外縁(層流)における質量輸送速度を基準にとって、これら各式の両辺を $3 \pi^2 H^2 / 8 L T \sinh^2 k h$ で割って無次元化すると、前節で述べたように、(1.3.21)式は、

$$\lambda = -\sin 2 k x \quad (1.3.22)$$

と表わされる。さらに、(1.3.27)および(1.3.47)式に対しては、それぞれ上式と同様の関係、

$$\lambda_m = \frac{1.9}{3} \lambda \quad (1.3.49)$$

$$\lambda_{tm} = -\frac{8}{3} K_{tm} \lambda \quad (1.3.50)$$

がえられる。ここに、

$$\lambda = \frac{\bar{U}_{\infty} T}{3\pi^2 H^2 / 8L \sinh^2 kh}, \quad \lambda_m = \frac{\bar{U}_m T}{3\pi^2 H^2 / 8L \sinh^2 kh}$$

$$\lambda_{tm} = \frac{\bar{U}_{tm} T}{3\pi^2 H^2 / 8L \sinh^2 kh} \quad (1.3.51)$$

であって、これらは各種の質量輸送速度の無次元表示を与えるものである。つぎに、ナイロン球による1周期の変位 $\Delta x$ を $3\pi^2 H^2 / 8L \sinh^2 kh$ で割って無次元化すると、

$$\lambda^* = \frac{\Delta x}{3\pi^2 H^2 / 8L \sinh^2 kh} \quad (1.3.52)$$

がえられる。(1.3.51)式と(1.3.52)式を比較すると明らかなように、 $\Delta x = \bar{U} T$ であって、これらの式はまったく同じものである。したがって(1.3.52)式を用いて実験結果を整理し、(1.3.49)および(1.3.50)式と比較するならば、質量輸送速度の水平分布ばかりでなく、各種理論の適合性についても検討することができる。

図1.3.24(a)~(d)は、実験No.1に対する実験結果であって、それぞれ $H = 5, 8.8, 10.6$ および $16$  cmの場合の $\lambda^*$ と $kx$ の関係を示すものである。なお、図中の実線は $\lambda$ を、また破線は $\lambda_m$ を示している。これらの図において、同図(b)以外はすでに示した図1.3.18~1.3.20に対応するものである。また、表1.3.7(a)からわかるように、 $H = 16$  cmの場合も含めて、境界層内部はすべての領域にわたって層流である。これらの図から明らかなように、 $kx$ の種々の値に対する $\lambda^*$ の最大値は $\lambda_m$ にほぼ一致することがわかる。(この結果についてはすでに説明した)

図1.3.25(a)~(c)は実験No.2に対する同様の関係を示すものである。なお、図中の実線は層流境界層理論にもとづく $\lambda$ を表わし、破線は乱流境界層理論による $\lambda_{tm}$ を表わしている。この場合 $\lambda_{tm}$ を求めるためには、まず(1.3.48)式に示される $K_{tm}$ の値を計算する必要がある。実験No.2で用いたナイ

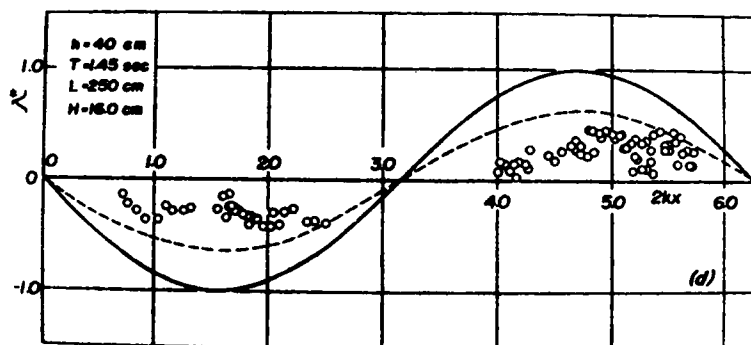
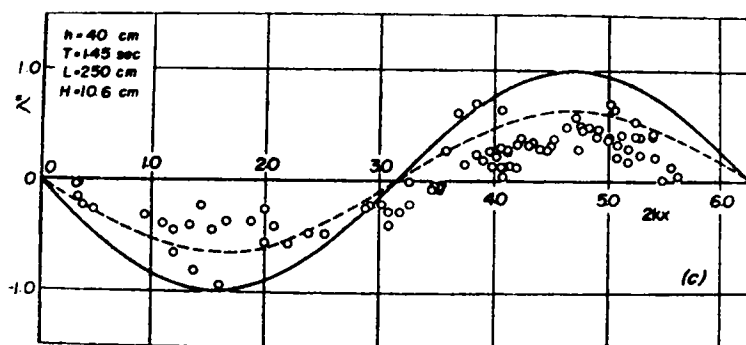
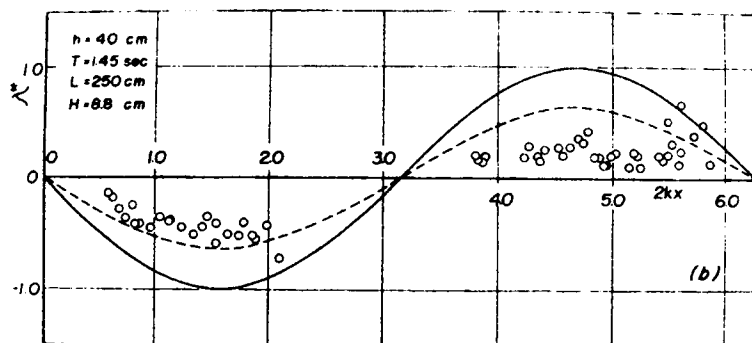
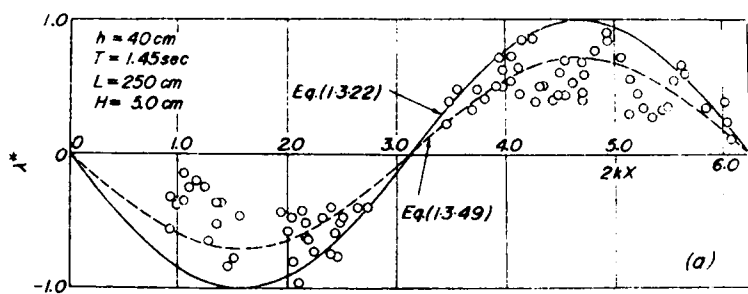


図 1. 3. 2 4  $\lambda^*$  と  $kx$  の関係

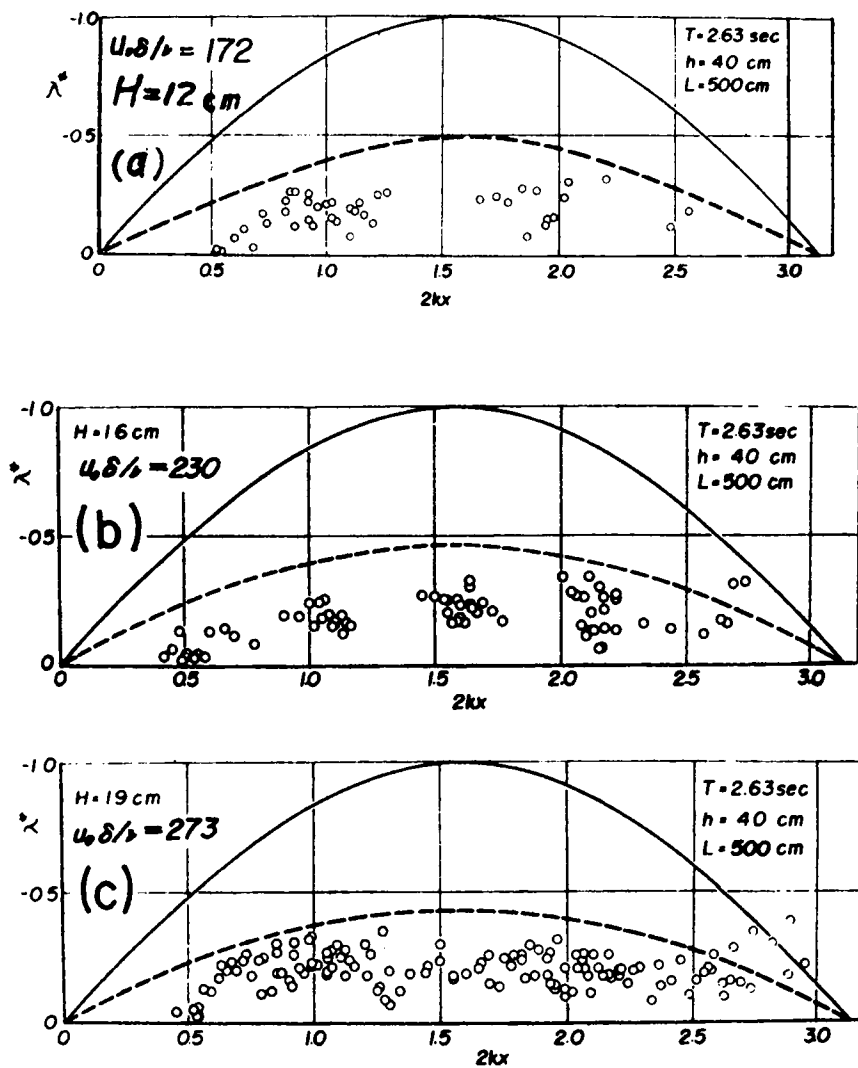


図 1. 3. 2 5  $\lambda^*$  と  $2 k x$  の関係

ロン球の粒径は 4.8 mm であるから、これを考慮して、この実験では  $d = 0.48 \text{ cm}$  ( $d / \delta = 7$ ) を (1.3.48) 式の右辺に代入して、積分を行えばよい。ただこの積分は計算が繁雑であるので、前節図 1.3.10 に示した計算結果から、 $u_0 \delta / \nu$  の種々の値に対して図式積分を行ない、これによって  $K_{tm}$  の値を算出した。その結果は図 1.3.26 に示されるようである。なお、この図には、 $z / \delta = 50$  (境界層外縁における値にほぼ等しくなる) における  $K_t$  の値も



参考のために示しておいた。図 1.3.2 5

の各図には、それぞれの実験に対する  $u_0 \delta / \nu$  の値が示されている。これらの値はいずれも境界層内部が乱流であることを示しているので、図 1.3.2 6 によってそれぞれの  $u_0 \delta / \nu$  の値に対応する  $K_{lm}$  の値を求め、この値を (1.3.50) 式に代入して  $\lambda_{lm}$  を求めればよい。図 1.3.2 5 の各図に示される破線は上の順序によって計算された  $\lambda_{lm}$  を示している。これらの図から明らかなように、実験結果を示す  $\lambda^*$  の最大値は乱流理論による  $\lambda_{lm}$  とほぼ一致することがわかる。

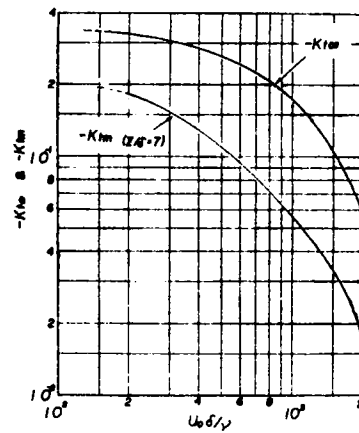


図 1.3.2 6

$K_{lm}$  と  $u_0 \delta / \nu$  の関係

以上、小水槽による実験の結果を示し

てきたが、この小水槽では、重複波の波高が 20 cm 程度で砕波するので、Reynolds 数  $u_0 \delta / \nu$  の値にしてせいぜい 270 までの実験しか行なうことができない。さらに大きい Reynolds 数の場合の質量輸送速度を測定するためには、大波高を出

せる大水槽による実験が必要である。

図 1.3.2 7 は、表

1.3.7(a) に示す大水槽で行なった実験 No. 3 の結果について、図 1.3.2 8 (a)~(c) は、やはり大水槽で行なった実験 No. 4 の結果について、 $\lambda^*$  と

$kx$  の関係を示す

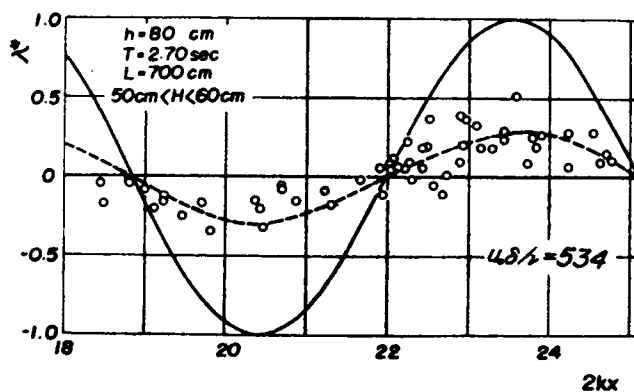


図 1.3.2 7  $\lambda^*$  と  $2kx$  の関係 (No. 3)

ものである。なお、図中の実線は $\lambda$ を、また、破線は $\lambda_{lm}$ を示すものであって、ここに示された Reynolds 数の範囲は $u_0 \delta / \nu = 243 \sim 534$ であって、境界層内部はほぼ全域にわたって乱流になっていると考えられ、実験結果も $\lambda_{lm}$ にほぼ一致していることから、このことが推定される。

以上の結果から、サイロン球の変位によって求められる質量輸送速度は、その高さまでの平均質量輸送速度を表わし、 $u_0 \delta / \nu$ の値が限界 Re-

ynolds 数以下の場合には、層流理論に、またその値が限界値以上の場合には、乱流理論にほぼ一致することが確認された。

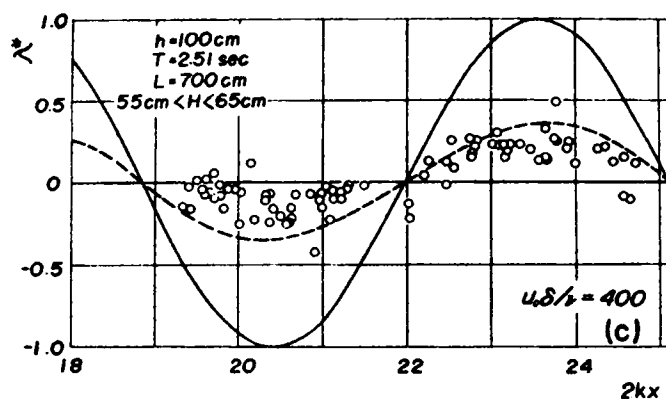
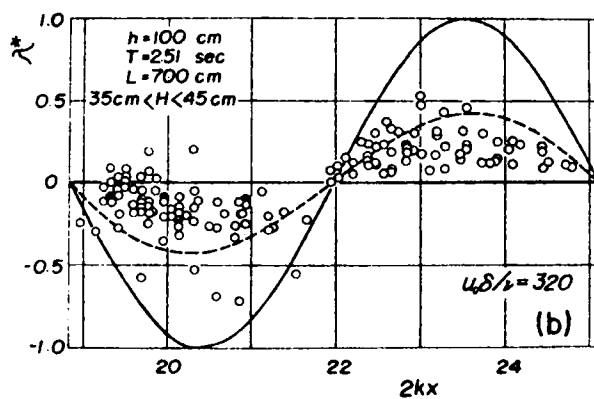
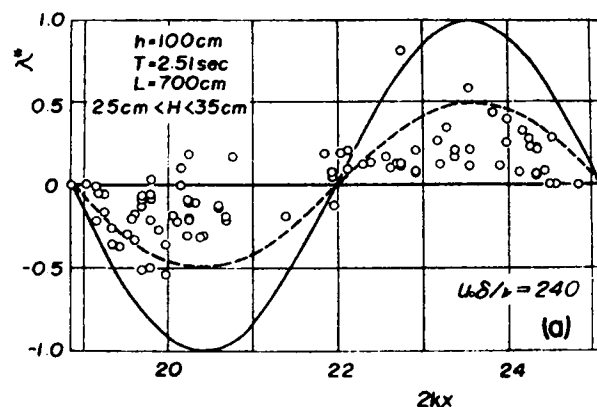


図 1.3.28  $\lambda^*$  と  $2kx$  の関係 (No. 4)

### 5. 2. 2. 過マンガン酸カリによる質量輸送速度の実験結果

ナイロン球による実験の結果にはかなりのばらつきがみられ、実験値の多くは理論値に比べてやや小さくなるようであるが、これはナイロン球そのものに問題があるのであって、この方法を用いてさらに実験精度を向上させることは非常に困難であろう。さらに、この方法の欠点は鉛直分布について検討することができないことである。これらの欠点を克服して精度の高い実験を行ない、前節で述べた理論結果と比較して、その適合性を確かめる必要がある。ここでは、染料法によって質量輸送速度を実験的に求め、その水平分布ばかりでなく、鉛直分布についても検討するつもりである。ただし、この染料法は乱流境界層の場合には使用が不可能であるので、ここではもっぱら層流境界層の場合について検討する。

まず、水平分布の特性を明らかにするために、鉛直方向の最大値を選んでこれを代表値として検討する。

層流境界層の場合、最大質量輸送速度  $\bar{U}_{max}$  は、( 1. 3. 2 0 ) 式において  $K = -3.12$  とおくことによってえられる。したがって、いま無次元量

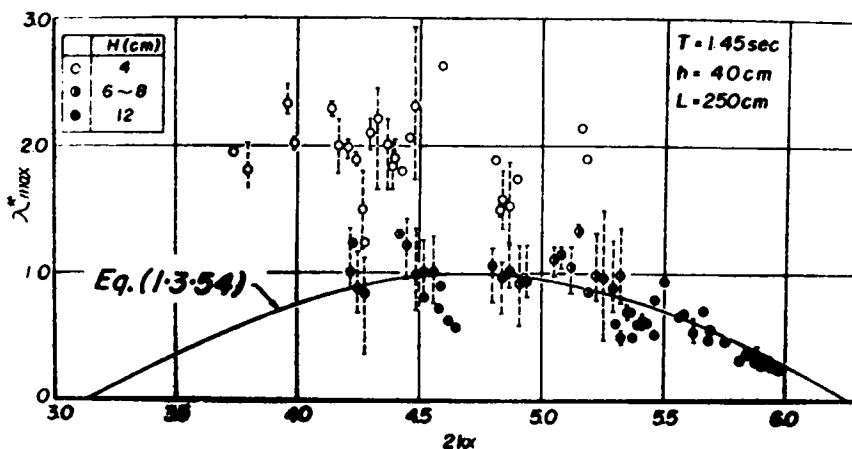


図 1. 3. 2 9 染料法による層流境界層内の質量輸送速度の水平分布 (No. 5)

$$\lambda_{max}^* = \frac{\bar{U}_{max} T}{(3.12 \pi^2 H^2 / 8 L \sinh^2 k h)} \quad (1.3.53)$$

を導入すると、

$$\lambda_{max}^* = -\sin 2 k x \quad (1.3.54)$$

がえられる。水粒子の1周期あたりの最大変位は $\bar{U}_{max} T$ で与えられるから、 $\bar{U}_{max} T$ 、 $H$ 、 $L$ および $h$ の測定値より $\lambda_{max}^*$ の実験値を求めることができる。

なお質量輸送速度の鉛直分布については、理論結果を示す $K$ の値と比較して検討すればよい。

#### (a) 滑面の場合

水平方向の分布：図1.3.29は実験№5 ( $T = 1.45 \text{ sec.}$ ,  $h = 40 \text{ cm}$ および $L = 250 \text{ cm}$ )の場合の実験結果であって、速度の水平方向の変化を表わす $\lambda_{max}^*$ と $2 k x$ の関係が波高別に示されている。なお図中の実線は(1.3.54)式で示される理論曲線であり、破線は実験値の範囲を、また○印はその平均値を示している。図から明らかなように、波高6~8 cmおよび12 cmの場合、実験値の平均はほぼ理論曲線に一致することがわかる。しかし、波高が4 cm程度と小さい場合、実験値は理論値の2倍程度とかなり大きくなっている。Russell-Osorio<sup>5)</sup>が進行波の場合について行なった実験においても同様の傾向がみられ、彼らによると、波高の低い波は高いそれより無次元質量輸送速度が大きくなり、波高の低い波ではその速度が波高 $H$ の2乗に比例しないことを指摘している。しかし、その原因は十分明らかでないが、波高がほぼ4 cmの場合、(1.3.20)式にもとづいて計算される最大質量輸送速度は $0.1 \text{ cm/sec}$ の程度であって、実測値にかなりの読み取り誤差が含まれていると考えられる。ただ、実験値は理論値にくらべて大きい、質量輸送の方向は理論と一致している。

図1.3.30(a)~(c)および図1.3.31は図1.3.29と同様の関係を、それぞれ実験№6 ( $T = 1.86 \text{ sec}$ ,  $L = 250 \text{ cm}$ ,  $h = 20 \text{ cm}$ )および№7 ( $T = 2.63 \text{ sec}$ ,  $L = 500 \text{ cm}$ ,  $h = 40 \text{ cm}$ )の場合について波高別に示したものである。これらの図からも明らかなように、実験値にはかなりのばらつきがみら

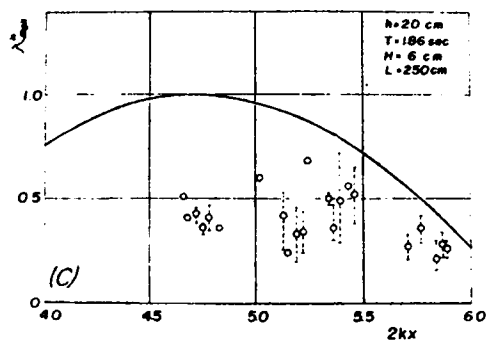
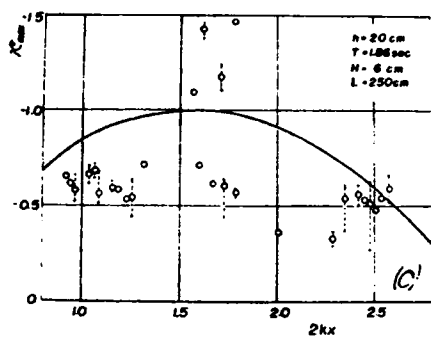
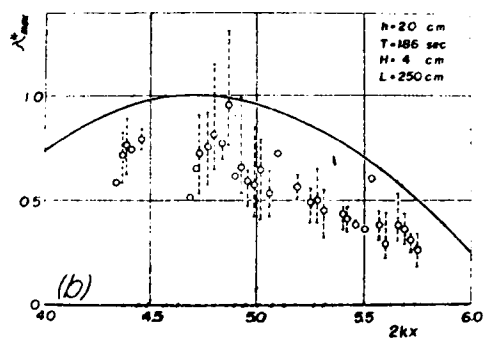
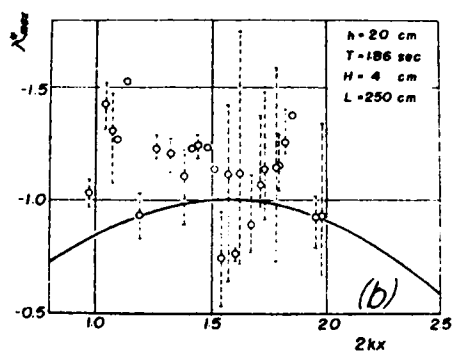
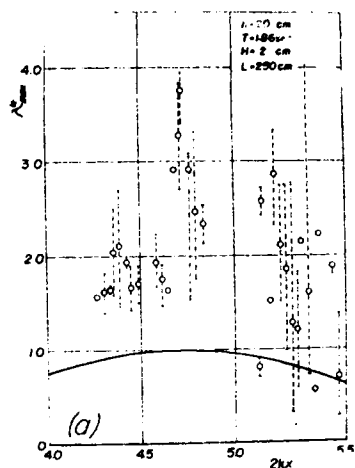
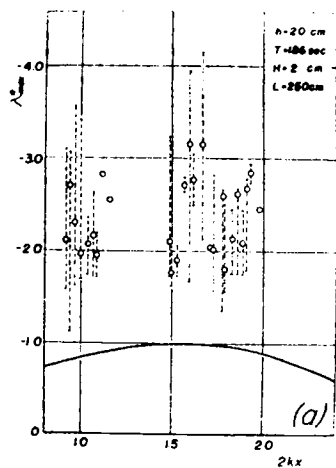


図 1.3.30  $\lambda_{max}^*$  と  $kx$  の関係 (No. 6)

れるが、図 1. 3. 2 9 において示したと同様の傾向が見出される。なお、 $T = 2.63$  sec,  $h = 40$  cm,  $L = 500$  cm であつ波高が 10 cm の場合についても実験を行なったが、この場合、底面付近における dye streak は乱れて、1 周期の変位を測定することはできなかった。

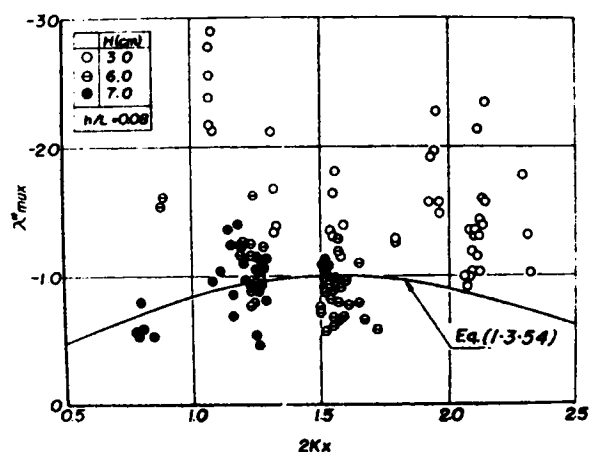


図 1. 3. 3 1  $\lambda_{max}^*$  と  $kx$  の関係 (No. 7)

鉛直分布： 図 1. 3. 3 2 は波高がほぼ 6 cm の場合の質量輸送速度の鉛直分布を示すものである。この図に示された鉛直分布は  $2Kx = \pi/2$  の付近で測定された結果であつて、図中の実験値は (1. 3. 1 9) 式で示される理論曲線である。この図から明らかなように、 $\eta^+$  の値が 2.0 以上の範囲では実験値は理論値にほぼ一致するが、 $\eta^+$  の値が大きくなるにしたがつて、実験値は徐々に小さくなる傾向がみえる。一方、 $\eta^+ < 2.0$  の速度こう配の大きい範囲では  $\eta^+$  の値が小さく、実験値が困難であるので、他の方

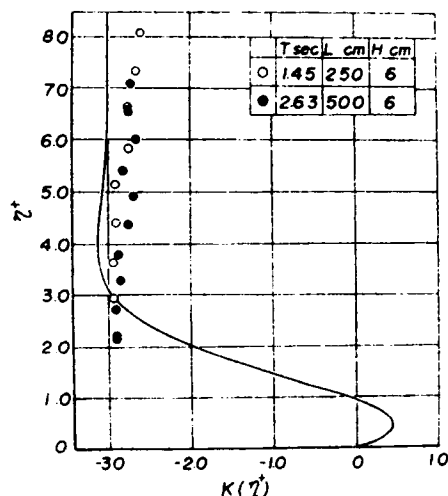
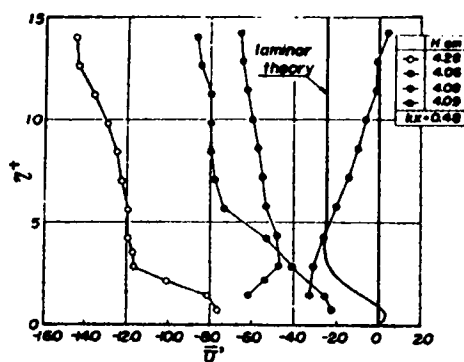
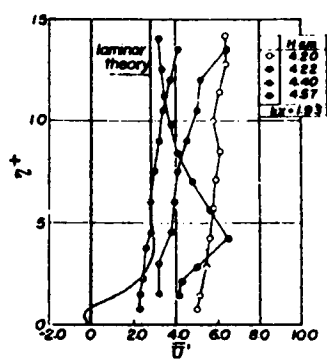


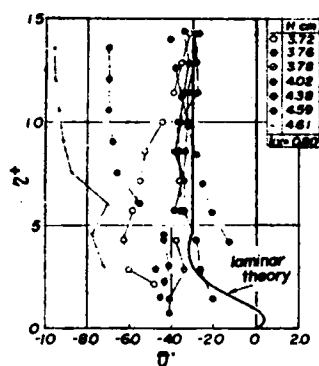
図 1. 3. 3 2 層流境界層における質量輸送速度の鉛直分布



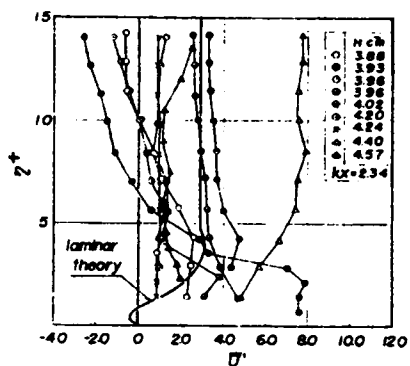
(a)



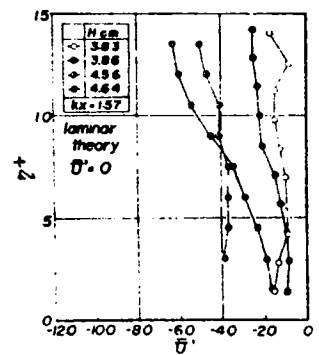
(d)



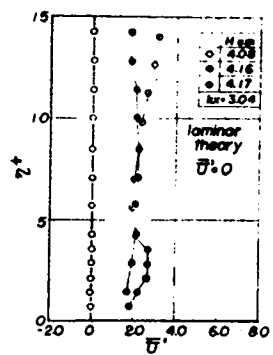
(b)



(e)



(c)



(f)

図 1. 3. 3 3 粗面上の質量輸送速度の鉛直分布 ( $H = 4 \text{ cm}$ )

法によって、速度の方向が異なることを確かめた。これについては後に述べる。

#### (b) 粗 面 の 場 合

進行波の場合、Brebner ら<sup>13)</sup>の実験結果によると、波の特性が一定であっても、底質粒径が大きくなると、境界層における質量輸送速度は増大することを報告している。

重複波の場合についての実験結果を示すとつぎのようである。図 1.3.33 は実験 No. 8 (周期  $T = 1.45 \text{ sec.}$ , 水深  $h = 40 \text{ cm}$ , 波長  $L = 250 \text{ cm}$  および波高  $H = 4 \text{ cm}$ ) の場合における、種々の位置での質量輸送速度の鉛直分布を示している。なお図中の実線は参考のために示した、層流理論にもとづく質量輸送の速度分布である。この実験に用いた底面粗度は粒径  $1 \text{ mm}$  の砂である。なお、図の横軸は、つぎのような、質量輸送速度の無次元表示を用いた。すなわち

$$\bar{U}' = \frac{\bar{U} T}{\pi^2 H^2 / 8 L \sinh^2 kh}$$

である。

これらの図から明らかなように、測定結果は非常にばらついているが、その一般的傾向を示すとつぎのようである。

- 1)  $H = 4 \text{ cm}$  に対する  $Re$  の値はほぼ 30 であって、滑面の場合には層流である。 $kx = 1.57$  および  $3.14$  の位置を除いた他の位置では、質量輸送の方向は層流理論と一致するが、速度の大きさは、一般に実験値の方が大きい。
- 2) 粗面の場合、鉛直軸  $z$  の原点を定めることが困難であって、一応、底面突起の平均的位置を原点として鉛直分布を測定した。質量輸送速度の鉛直分布は、 $\eta^+$  の値が 1.0 程度になると、一般に減少する傾向がみえる。とくに質量輸送速度の最大を示す  $kx = 2.34$  付近ではこの傾向が顕著であり、測定されたもののうちいくつかは  $\eta^+ > 1.0$  において、その下層と逆方向の質量輸送をおこしている。  
これは、粗面の影響を受けているためと考えられるが、 $Re$  の値がそれほど大きくないので乱れの影響を受けているかどうかは明らかでない。
- 3) 底面のごく近くは、dye streak が乱れて質量輸送速度を測定することができなかった。



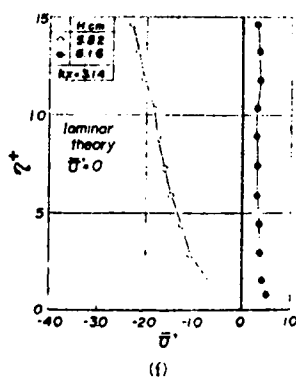
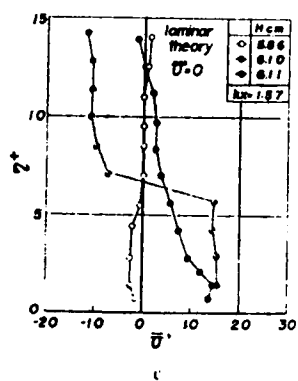
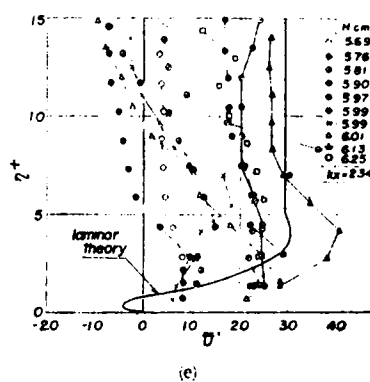
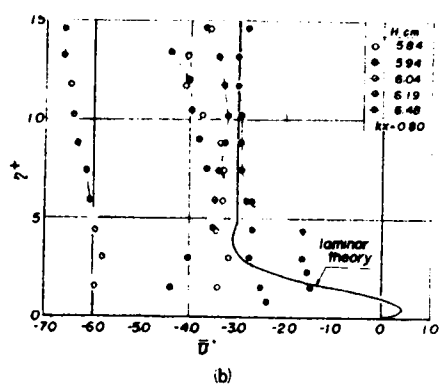
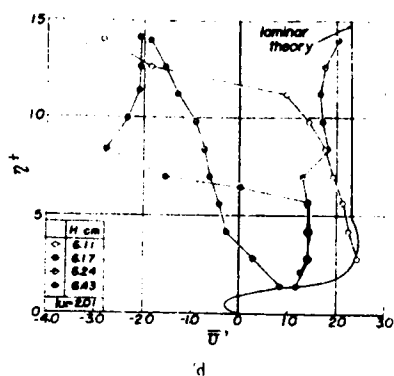
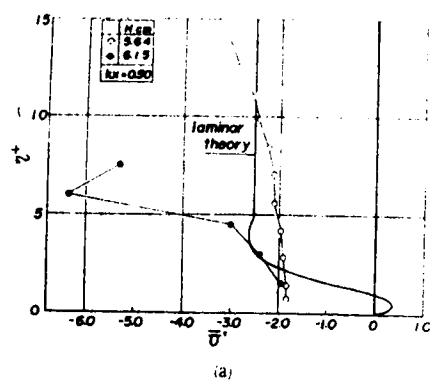


図 1.3.3 4 粗面上の質量輸送速度の鉛直分布 ( $H = 6 \text{ cm}$ )

4)  $H = 4 \text{ cm}$  の場合、境界層が乱れているかどうかは判定できなかった。ただし、この場合  $d/A$  の値はほぼ  $6 \times 10^{-4}$  であり、Vincent の限界値を示す図 1.2.29 を参照すれば  $[Re]_{crit.} = 20$  となり、 $kx = 1.57$  の付近は乱流であると考えられる。

図 1.3.34 は  $H = 6 \text{ cm}$  に対する図 1.3.23 と同様の関係を示している。これらの図からも明らかなように、測定結果には相当のばらつきが見られるが、質量輸送の方向は粗面の場合でも層流理論のそれと一致している。この場合の Reynolds 数は  $Re \doteq 43$  であって、滑面の場合には乱れは発生しない。しかし粗面の場合、Vincent の結果を参照すれば、重複波の節の位置を中心としたある範囲で境界層は乱れていると考えられるが、実験中における観察ではそれほど明確には決定できなかった。さらに、 $5 < \eta^+ < 10$  の間で、質量輸送の方向が逆になる傾向は  $H = 4 \text{ cm}$  の場合と同様である。

以上、粗面上における質量輸送について定性的説明を試みたが、実験資料が十分でないこと、また、実験が遷移領域付近で行なわれたこと、粗度要素が  $d/\delta \doteq 2$  とそれほど大きくないことなどから明確な結論をうるにいたっていない。今後さらに実験を続け、粗面上における質量輸送について、さらに詳細に検討する必要があると考えられる。

### 5.2.3 塩化ビニール粒子による実験の結果

底面が滑面で、境界層内部が層流の場合、理論上、境界層の下層  $\eta^+ < 0.9$  ではその上層と質量輸送の方向が逆になる。しかし、この層の厚さは、 $T = 1.45 \text{ sec}$  ( $L = 250 \text{ cm}$ )、 $h = 40 \text{ cm}$  の場合、ほぼ  $0.6 \text{ mm}$  ときわめて小さく、この領域における質量輸送速度を実験的に測定することはほとんど不可能である。したがって、上の理論結果を確認するために、粒径  $0.13 \text{ mm}$  の塩化ビニール粒（白色）を水槽底面に一様に薄く敷いて、その移動状況を観測する方法によった。

写真 1.3.3 および 1.3.4 はその実験結果を示すもので、 $T = 1.45 \text{ sec}$ 、 $h = 40 \text{ cm}$  の場合の結果である。なお写真 1.3.3 は波高が  $3.3 \text{ cm}$  の場合、写真 1.3.4 は波高  $8.0 \text{ cm}$  の場合である。これらの写真の両端は重複波の腹の位置、中央は節の位置である。波高が  $3.3 \text{ cm}$  の場合、実験開始直後から、砂

れんが発達し、ほぼ 1 時間経過しても砂れんは消失しないことがわかる。また、腹の位置では粒子はほとんど移動しないこと、腹と節の間ではもっとも移動はげしく、時間の経過につれて、黒い底面が現われ、節の位置に向かってその両側から粒子が集まってくることなどがわかる。もちろん節の位置に集まった粒子は静止しているのではなく、周期運動をくり返していることは、砂れんの模様からも確かめられよう。 $H = 8.0 \text{ cm}$  の場合、実験開始後、数分間みられた砂れんはそれ以後消失し、節の位置でもみられないこと、および節の位置へ粒子が集中する時間も非常に速くなることがわかる。

以上の結果はナイロン球の移動方向すなわち節から腹の方向への移動とは全く逆で、底面境界層の下層部分にはその上層部分とは全く逆方向の質量輸送が存在するという理論結果を実証している。

こうした質量輸送が、海底を形成する底質の特性と関連して、底質を腹の位置から節のそれえ、あるいは逆に節の位置から腹の位置の方向へ移動させるものと考えられるが、その定量的関係については、まだ明確にできなかった。しかし、こうした現象を確証できたことはきわめて興味深いものといえよう。

以上で述べた実験結果は、質量輸送速度の測定法別に示し、検討を加えてきたものであるが、最後に、これらの実験結果にもとづいて、重複波による質量輸送速度の特性を総合的に検討しよう。なお、底面境界層内における質量輸送はそこにおける流れの状態と底面の性質の影響を受けるので、この効果についても吟味する。

前節で述べたように、層流および乱流境界層における質量輸送速度の無次元表示の一つとして、それぞれ (1.3.26a) 式および (1.3.43) 式がえられるが、これらの式に示される無次元量  $|\bar{U} L / \nu|$  と  $Re$  を用いて実験結果を整理すれば、流れの状態および底面の性質が質量輸送速度に及ぼす効果について容易に検討することができる。ただし、 $\bar{U}$  は鉛直方向にその大きさが変化するるので、どの高さにおける  $\bar{U}$  を用いるかによって、無次元表示には若干差異がでてくる。

いま、層流の場合、(1.3.26a) 式において、 $K = -3$  とおけば、境界層外縁の質量輸送速度  $\bar{U}_\infty$  に対して、理論上、

$$\left| \frac{\bar{U}_{\infty} L}{\nu} \right| = \frac{3}{8} \pi^2 R_e^2 \left| \sin 2 k x \right| \quad (1.3.55)$$

がえられる。なお、最大質量輸送速度に対しては、(1.3.26a)式に  $K = -3.12$  を代入すればよいが、その結果は(1.3.55)式とほぼ等しいのでここでは(1.3.55)式によって表わされるものと考えておく。また、境界層全体にわたる平均の質量輸送速度  $\bar{U}_m$  を用いれば、その関係は、

$$\left| \frac{\bar{U}_m L}{\nu} \right| = \frac{1.9}{8} \pi^2 R_e^2 \left| \sin 2 k x \right| \quad (1.3.56)$$

となる。

一方、乱流の場合にも、ある高さまでの平均質量輸送速度  $\bar{U}_{lm}$  を用いるとすれば、

$$\left| \frac{\bar{U}_{lm} L}{\nu} \right| = \pi^2 R_e^2 \left| K_{lm} \sin 2 k x \right| \quad (1.3.57)$$

の関係がえられる。ここに  $K_{lm}$  は(1.3.48)式で与えられ、計算結果は図1.3.26に示されている。

染料法による実験で測定されたのは最大質量輸送速度であるから、この実験結果は、(1.3.55)式と比較されるべきであり、ナイロン球によるものは、粒径に対応する高さまでの平均質量輸送速度が測定されているのであるから、層流に対しては(1.3.56)式と、また、乱流に対しては(1.3.57)式と比較されるべきである。

図1.3.35は、 $x = (2n - 1)L/8$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) すなわち、質量輸送速度が最大になる位置における  $|\bar{U} L/\nu|$  と  $R_e$  の関係を示したものである。図中の付表に記された、D.M.は染料法による実験の結果を、またB.M.はナイロン球による実験の結果を示し、さらに、×印は粗面の場合の関係を表わしている。この図からわかるように、乱流境界層における質量輸送速度はナイロン球によって測定されたので、(1.3.57)式で示される理論曲線よりやや小さくなる傾向がみえること、さらに、粗面の効果は遷移領域にあるため、それほど顕著でないことなどを除けば、実験結果は理論曲線にかなりよく一致していることがわかる。

### 5.3 質量輸送の方向判別のための 移動床実験

以上、ナイロン球および過マンガン酸カリ粒子を用いて境界層内の質量輸送に関する実験を行ってきたが、粗度  $z_0/\delta$  の値が大きい場合、たとえば、底面に砂れんが十分に発達しているような場合には、これらの方法で質量輸送速度を測定することが不可能であった。そこで、こうした状態における質量輸送の方向を明らかにし、かつ漂砂の移動方向を支配する最大の要素が質量輸送であることを確認するために、移動床を用いて実験を行なった。

一般に、重複波による質量輸送の方向は、境界層内の流れの状態および底面の性質によって異なるから、漂砂の移動方向は、その移動型式と質量輸送の方向によって変化すると考えられる。したがって、こうした性質を利用するならば、底質が堆積したり、洗堀される位置の関係から、理論的に予測される質量輸送の方向が確認できるであろう。

実験は 5.1 で示した小水槽を用いて行なった。その実験装置については、すでに説明したので省略する。実験に使用した底質は、5.1 で示した粒径 0.13 mm の塩化ビニール粒子、中央粒径  $d_{50} = 0.22$  mm の標準砂および粒径 1 mm の木津川産の砂（0.85 mm のふるいに残り、1.10 mm のふるいを通過するもの）の 3 種であって、これらを水槽底面に、10 cm の厚さに敷並べて水平な移動床とした。

実験に用いた波の特性、底質の特性、底面の性質および流れの状態を示す Reynolds 数などの諸条件は表 1.3.8 に示されている。

実験結果と考察： 実験結果は漂砂の移動方向を直接測定するのではなく、水平な底面地形が波によって変化する過程を写真に撮影し、底質が堆積・洗堀される位置の関係から漂砂の移動方向ならびに質量輸送の方向を確認した。

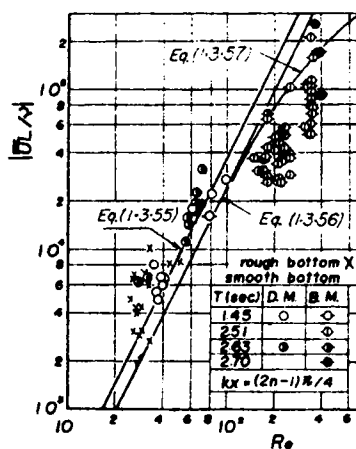


図 1.3.35  
層流乱流領域における  
 $|\bar{U}L/\nu|$  と  $Re$  の関係

	$\lambda$	2	3	4'	5	6	7
波	$T$ (sec)	2.63	1.86	1.45	2.63	1.70	1.15
	$H$ (cm)	18	15	15	20	3.0	15
	$L$ (cm)	500	250	250	500	167	167
流体	$h$ (cm)	40	20	40	40	10	30
	$\nu$ (cm <sup>2</sup> /s)	0.014	0.014	0.014	0.014	0.010	0.010
底質	底質	砂	砂	砂	砂	塩化ビニール	塩化ビニール
	$d$ (mm)	1.00	1.00	0.22	0.22	0.13	0.13
	$s$	2.65	2.65	2.67	2.67	1.15	1.15
	砂れん	有	有	有	有	無	無
	$h/L$	0.08	0.08	0.160	0.08	0.060	0.180
	$H/L$	0.036	0.052	0.060	0.040	0.018	0.090
	$u_0$ (cm)	41.0	41.9	27.5	45.6	14.5	29.8
	$\delta$ (cm)	0.064	0.054	0.048	0.064	0.052	0.042
	$u_0 \delta / \nu$	262	226	132	292	75	125

表 1.3.8 移動床実験の実験条件

写真 1.3.5 および写真 1.3.6 は、粒径 1 mm の均一な砂を用いて行なった実験の結果を示すものであって、実験  $\lambda 3$  に用いられた重複波の波長および水深は  $\lambda 2$  のそれらの  $1/2$  に縮小されたものである。これらの写真から明らかなように、実験開始後数分で大きな砂れんが発達し、いずれの実験においても時間の経過とともに  $x = L/4$  の位置、すなわち重複波の節に砂が集まってくる傾向が明らかである。この実験における Reynolds 数は  $220 \sim 260$  であって、底面境界層は乱流、砂れんの発達している状況から底面は粗面である。実験中の観察によると、底質はほとんどが掃流型式で移動していた。以上の結果から明らかなように、漂砂の移動方向は理論で予測したそれと一致しているから、質量輸送の方向も理論結果と一致することが確認された。

写真 1.3.7 および写真 1.3.8 は、 $d_{50} = 0.22$  mm の砂による実験の結果であって、それぞれ、 $\lambda 4'$  および  $\lambda 5$  の移動状況を示している。写真 1.3.7 に示す  $\lambda 4'$  の結果は 10 分経過すると  $x = 62.5$  cm すなわち重複波の節の位

置 ( $x = L/4$ ) に砂が若干集まってくるようであるが、さらに時間がたつと、砂れんは広範囲に発達し局所的な洗掘・堆積状況はそれほど明確でない。この場合の Reynolds 数は  $u_* \delta / \nu = 132$  であり、底面には砂れんが発達しているので、乱流粗面の状態と考えられるが、Reynolds 数が遷移限界に近いこと、および底質粒径が小さいことにより浮遊砂と掃流砂が存在することなどのために、漂砂の移動方向が明瞭ではなかった。

一方、写真 1.3.8 に示す No. 5 の実験は Reynolds 数が 292 と大きく、かつ写真からも明らかなように、砂れんも十分に発達していることおよび底質は大部分浮遊の状態で運ばれることなどから、重複波の節に砂が堆積するという理論的予測と実験結果がまったく一致している。

つぎに、図 1.3.36 は、塩化ビニール粒子による実験の結果を示すものであって、それぞれ、No. 6 および No. 7 における平衡断面形を示したものである。この実験に使用した塩化ビニール粒子は 0.13 mm ときわめて小さく、かつその水中比重は 0.15 ときわめて軽い。表 1.3.8 から明らかなように、No. 6 の実験における  $u_* \delta / \nu$  の値は 75 であり、かつ底面に砂れんも発達しない。この場合の底質の移動状

況をみると、重複波の節の位置に堆積し、腹の位置は変化なく、その中間が浸食されている。この場合、流れは層流であり、底質は掃流型式で移動しているので、層流境界層内の逆転層における質量輸送の方向に塩化ビニール粒子が移動したことがわかる。一方、No.

7 の実験は、 $u_* \delta / \nu$  の値が 125 で

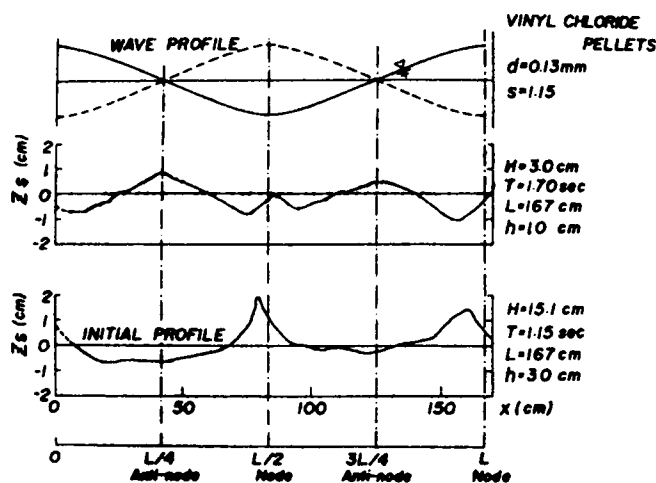


図 1.3.36 重複波による平衡断面形

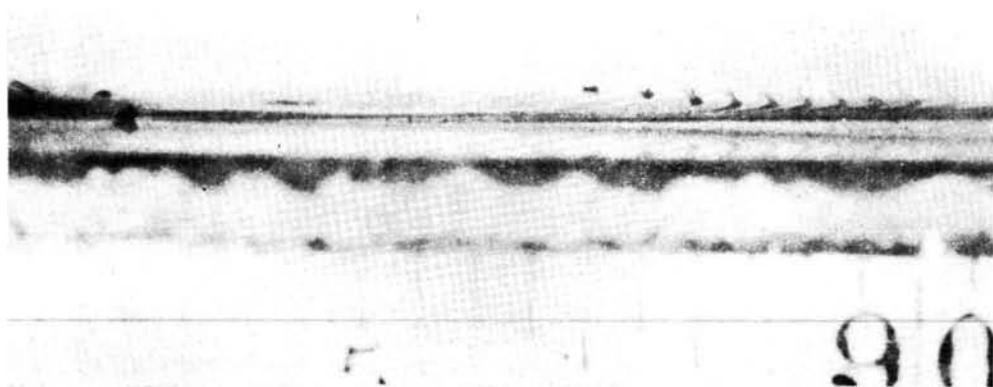


写真 1. 3. 1 染料法による実験結果の一例

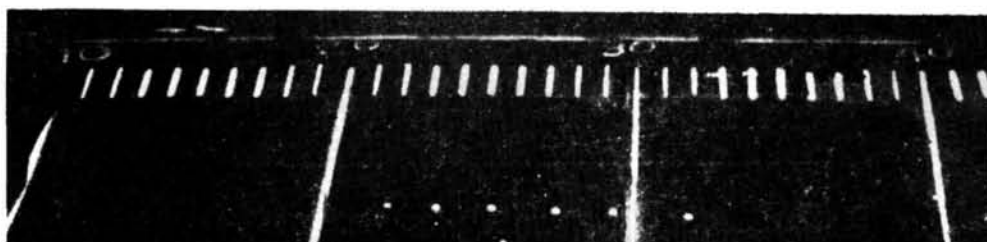


写真 1. 3. 2 固体粒子法による実験結果の一例



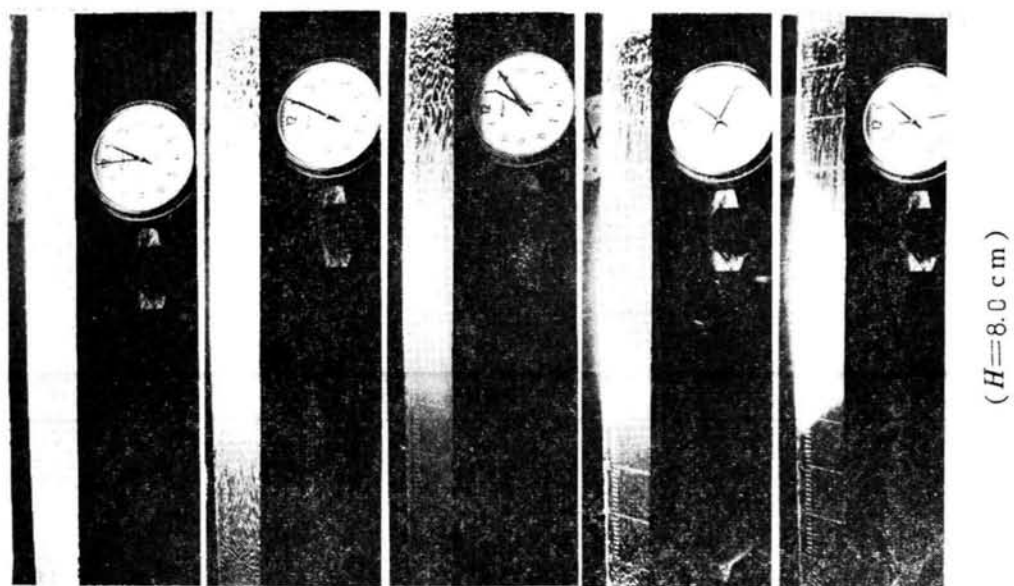
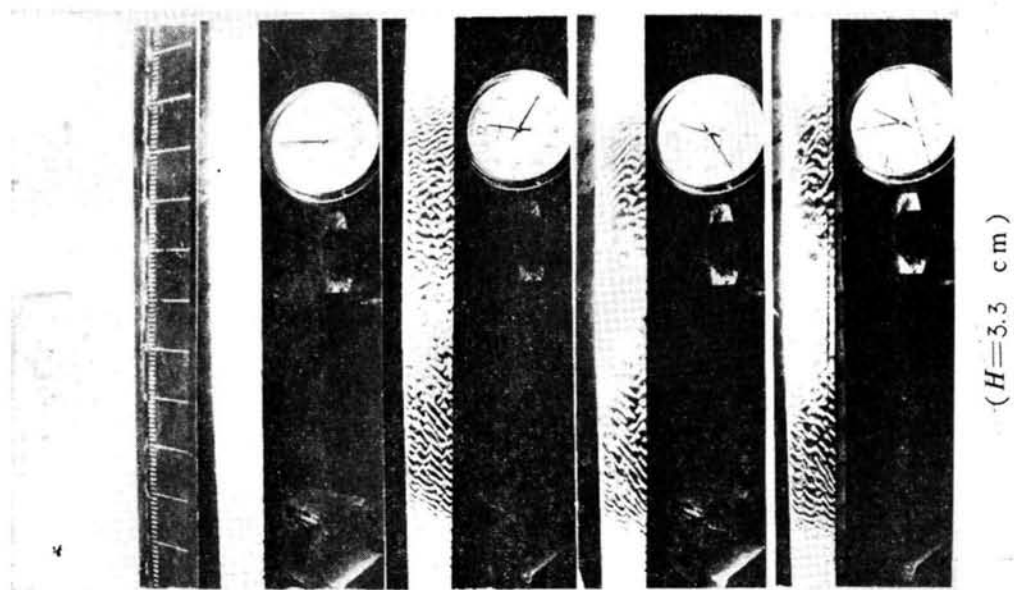


写真 1. 3. 3 底面近傍における質量輸送の方向 ( $H=3.3$  cm)

写真 1. 3. 4 底面近傍における質量輸送の方向 ( $H=8.0$  cm)

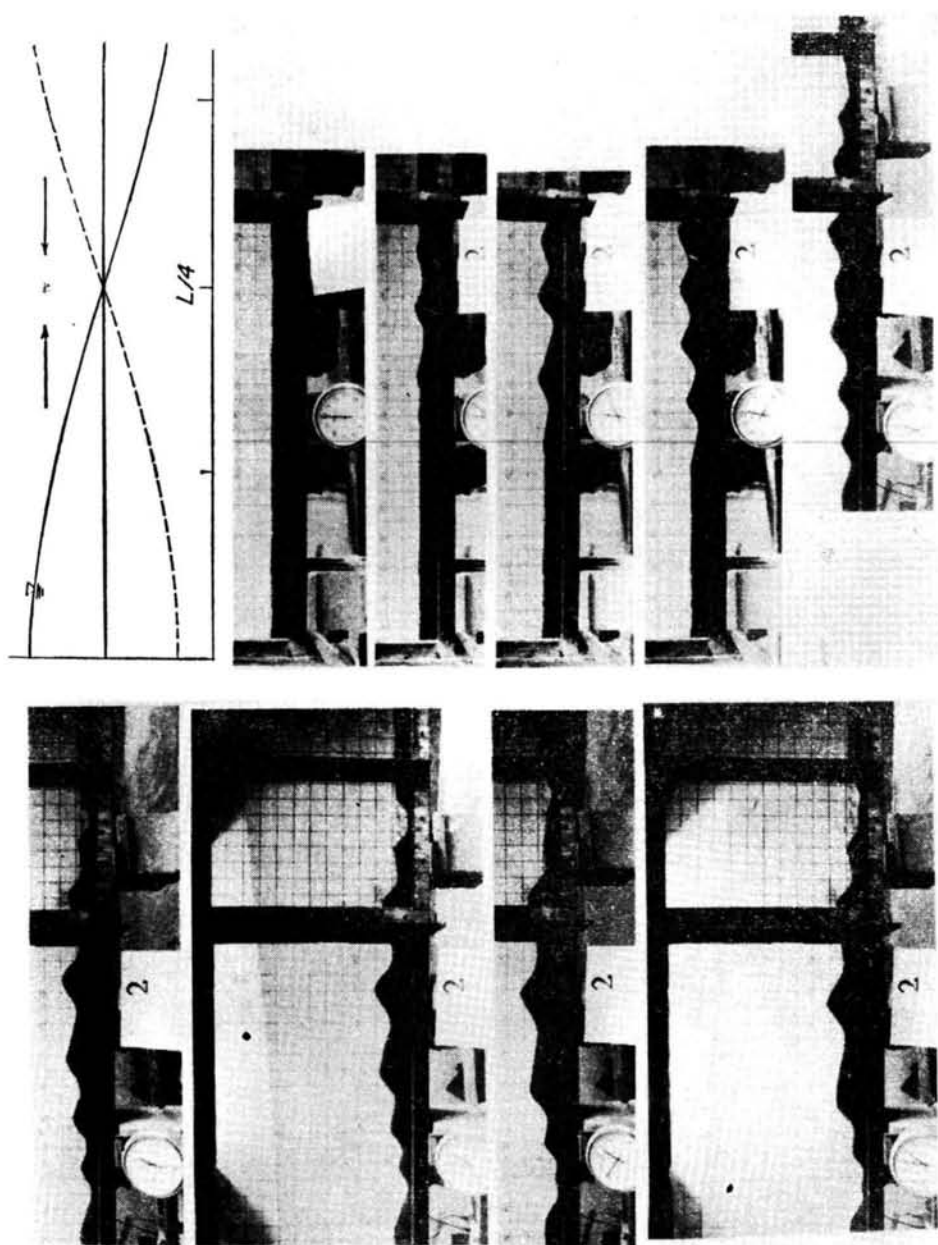


写真 1. 3. 5 実験 No. 2 の移動状況 (  $u_0 \delta / \nu = 260$  )

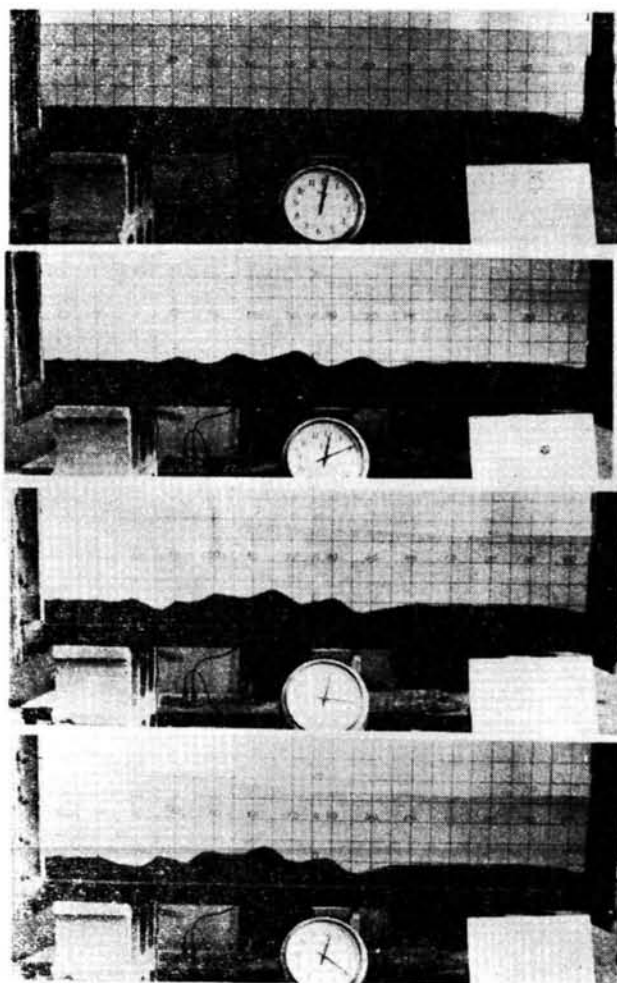
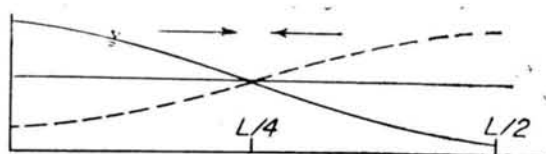


写真 1.3.6 実験 No. 3 の移動状況 ( $u_0 \delta / \nu = 226$ )

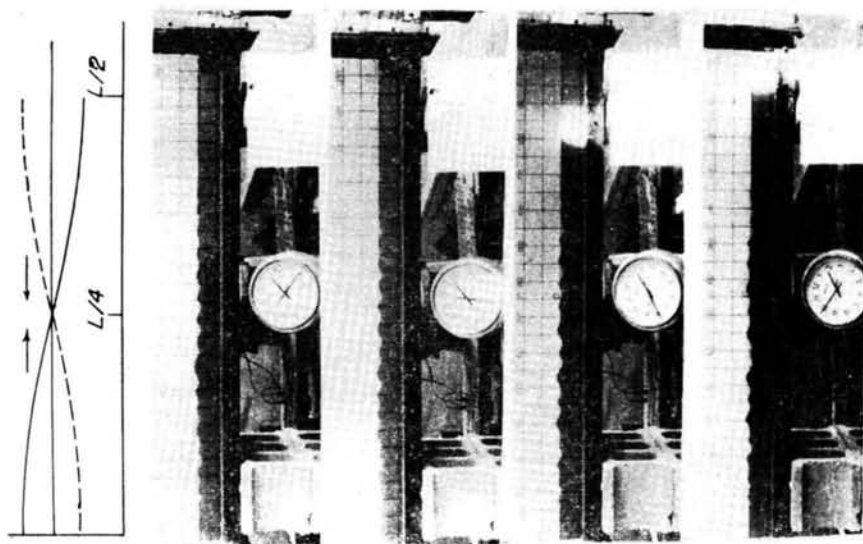
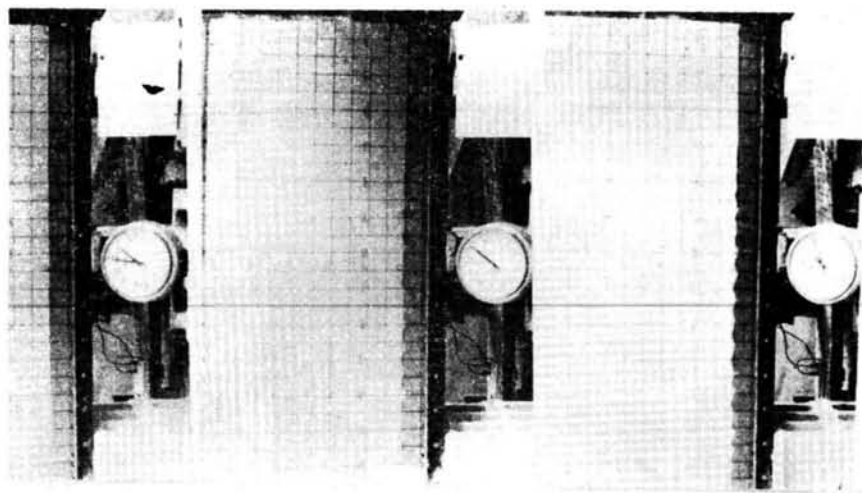


写真 1. 3. 7 実験 No. 4' の底質移動状況 ( $u_0 \delta / \nu = 132$ )

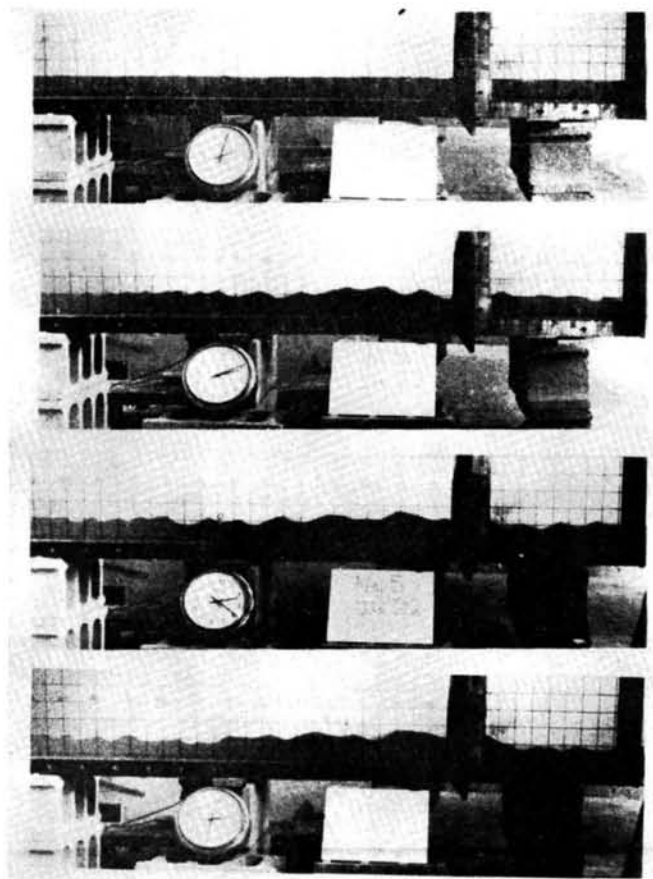
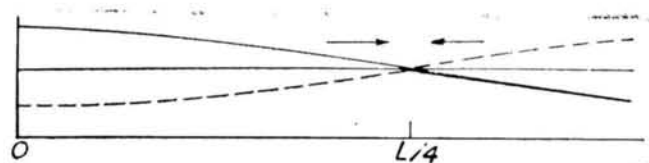


写真 1.3.8 実験 No. 5 の移動状況 ( $u_0 \delta / \nu = 292$ )

あり，この場合も底面には砂れんが発達していない。しかし，図から明らかのように，底質は重複波の腹に堆積し，節の付近は洗掘され，底質が重複波の節から腹の方向に移動したことを示している。この実験は，滑面であるが，境界層内は乱流であり，底質が軽いために浮遊の状態で移動したことから，理論で予測されたように，腹の方向に移動したものであろう。

## 第6節 結 語

以上，本章では，波動境界層理論の応用の一つとして，重複波による底面境界層内の質量輸送について理論的ならびに実験的に考察するとともに，漂砂の移動特性との関連についても論じてきた。

まず，第1節においては，従来の研究成果の概略について説明するとともに，研究上の問題点を指摘して研究の方針を明らかにした。ついで，第2節では，質量輸送速度について一般的な考察を試み，波動境界層理論の適用にあたっての問題点について言及した。

さらに，第3節では，層流境界層内における質量輸送速度の特性を明らかにするために，進行波および重複波によるそれぞれの質量輸送速度について理論的に考察し，さらに，理論の適用限界についても検討を加えた。その結果を要約すると，つぎのようである。すなわち，

- 1) 進行波の場合，底面境界層内における質量輸送速度は波高の2乗に比例し，その鉛直分布は(1.3.14)式で与えられる。
- 2) 進行波についても，また重複波についても，境界層内の質量輸送に関しては，波動境界層理論における非線型項の効果が大きく現われ，境界層外縁における $x$ 方向の水粒子速度 $u_{\infty}$ の高次近似はほとんど影響を及ぼさない。なお，これらの結果は Longuet-Higgins が求めた結果と一致する。
- 3) 重複波の場合，底面境界層内における質量輸送速度は水平および鉛直方向に分布をもち，とくに，進行波と著るしく相違する点は，鉛直分布であって，境界層の上層と下層で質量輸送の方向が逆転するということである。
- 4) この逆転層の存在は，底質の移動特性に密接な関連をもち，逆転層の厚さ $\delta_i$ と底面に存在する底質粒子の粒径 $d$ の大小関係によって，底質が重複波

の節から腹の方向へ、また逆に腹から節の方向へ移動することになる。

つぎに、第4節においては、乱流境界層内における質量輸送速度の特性を明らかにするために、第2章第4節で述べた乱流境界層理論にもとづいて、質量輸送速度を計算し、若干の考察を行なった。その結果を要約すると、

- 1) 重複波に伴って発達する乱流境界層の場合、層内における質量輸送速度は、層流境界層におけるそれと同様に、水平方向にも、また鉛直方向にも変化するが、水平分布は層流理論と一致する。ただし、鉛直分布は層流理論のそれと非常に異なり、Reynolds 数  $u_* \delta / \nu$  および粗度要素  $z_0 / \delta$  によって種々変化する。一般に、 $u_* \delta / \nu$  の値および  $z_0 / \delta$  の値が大きくなると、逆転層の厚さが大きくなり、これらの値がさらに大きくなると、滑面の場合とまったく逆の方向に質量輸送が起こるようになる。
- 2) 乱流理論による質量輸送速度は、層流理論によるそれより小さい。
- 3) 底面が滑面の場合、 $u_* \delta / \nu$  の値が大きくなると、質量輸送速度は波高の2乗に比例しなくなり、その指数が  $u_* \delta / \nu$  の値の増加とともに減少する傾向がみえる。

などである。

最後に、以上の理論的考察の結果を検証するために、重複波による境界層内での質量輸送について実験的に考察し、検討を加えた。その結果、明らかにされたことはつぎのようである。すなわち、

- 1) 層流境界層における質量輸送の実験結果は波高の小さい波を除いて理論とよく一致する。
- 2) 乱流境界層における質量輸送速度の実測値は層流理論によって示されるそれより小さく、乱流理論にほぼ一致する。
- 3) 層流境界層から乱流境界層への遷移は Brebner および Collins が定めた限界 Reynolds 数によって重複波の場合も表わされ、限界値も進行波の値とほぼ一致する。
- 4) 粗面上における質量輸送速度の測定値は層流—滑面に対して適用される理論値よりかなり大きい。

などである。

以上、底面境界層における質量輸送速度について、重複波を主体として、理

論的，実験的に検討を加え，上述した結果をえてきたが，境界層内部が乱流で（とくに Reynolds 数の大きい場合），かつ底面が粗面の場合については，適当な実験方法がなく，理論結果を定量的に検証するにはいたらなかった。しかし，重複波による底質の移動方向を移動床実験によって検証し，質量輸送の方向と移動型式によって理論的に予測される移動方向とが一致することを確認，重複波による乱流境界層内の質量輸送が理論によって予測される方向に発生することを明らかにした。



## 参 考 文 献

- 1) たとえば, Wiegel, R.L.: Oceanographical Engineering, Prentice-Hall, Inc., 1964, p. 32.
- 2) Longuet-Higgins, M.S.: Mass Transport in Water Waves, Phil. Trans. Royal Soc., London, Series A, No. 903, Vol. 245, 1953, pp. 535-581.
- 3) Bagnold, R.A.: Sand Movement by Waves, Some Small Scale Experiments with Sand of Very Low Density, Journal of ICE, No. 4, 1946, pp. 447.
- 4) King, C.A.M.: Beaches and Coasts, Edward Arnold LTD., 1959, pp. 101-103.
- 5) Russell, R.C.H. and Osorio, J.D.C.: An Experimental Investigation of Drift Profiles in a Closed Channel, Proc. 6th Conf. on Coastal Eng., 1958, pp. 171-183.
- 6) Longuet-Higgins, M.S.: The Mechanics of the Boundary Layer near the Bottom in a Progressive Wave, Proc. 6th Conf. on Coastal Eng., 1958, pp. 184-193.
- 7) Shepard, F.P. and Inman, D.L.: Nearshore Circulation, Proc. of 1st Conf. on Coastal Eng., 1951, pp. 50-59.
- 8) Noda, H.: Model Study on the Filling-up of a Fishery Harbor by Drifting Sand, Proc. of 10th Conference on Coastal Eng., Tokyo, Vol. 1, 1966, pp. 564-594.
- 9) Brebner, A. and Collins, J.I.: The Effect on Mass-Transport of the Onset of Turbulence at the Bed under Periodic Gravity Waves, ASME-EIC, Hydraulics Conf. Paper, No. 61-EIC-8, 1961, pp. 1-8.

- 10) 岸 力：海岸堤防に関する研究（2）有限振幅の浅水重複波，建設省土木研究所報告，90号，1955.
- 11) Miche, M.: Mouvements Ondulatoires de la mer en Profondeur Constante ou Décroissante, Annales des. Ponts et Chaussées, Vol. 121, No.3, 1944, pp. 25-61.
- 12) 岸 力：Clapotis in Shallow Water, Journal of Research of PWRI, Vol. 2, Research Paper 5, 1957. 10p.
- 13) Tadjbaksh, I. and Keller, J.B.: Standing Surface Waves of Finite Amplitude, J.F.M. Vol. 8, 1960, pp. 442-451.
- 14) 山口正隆：有限振幅重複波に関する基礎的研究，京都大学大学院修士論文，昭44.3，
- 15) Brebner, A., Askew, J.A. and Law, S.W.: The Effect of Roughness on the Mass-Transport of Progressive Gravity Waves, Proc. 10th Conf. on Coastal Eng., Vol. 1, 1966. pp. 175-184.

## 第 4 章 波 動 に よ る 底 質 の 移 動

### 第 1 節 概 説

海岸欠潰のような浸食現象，あるいは港湾埋没や河口閉塞のような漂砂の堆積現象が起こるのは，何らかの外力によって海岸の砂が移動するからである。こうした外力としては，潮流，沿岸流，その他の流れや波浪が考えられるが，普通，これらの流れは，底質が移動を開始するほど強大なものではなく，底質の移動開始は主として波浪による海底近くの振動流によると考えられる。したがって，これらの流れの影響は，振動流によっていったん運動を開始した底質が，これらの流れによって，その方向に運搬されるということである。波の運動によって引き起こされる海底のごく近くの水粒子運動は，底質粒子に掃流力を及ぼし，それが底質粒子の運動に対する抵抗力をこえると，底質は移動を開始する。この限界が移動限界といわれるものであり，またそのときの掃流力を限界掃流力と呼んでいる。この波による掃流力が限界掃流力以上になると，底質は移動を開始するが，一般に，海底近くの水粒子は往復運動を行なうので，底質粒子もその平均位置を中心に振動するのみであって，底質の実質的な輸送は起こらないことになる。こうした状態では，実質的な輸送を伴う海岸浸食や港湾埋没などの現象を説明することができない。したがって，海岸における底質の実質的な移動を説明するためにはつぎのような概念を導入する必要がある。すなわち，波動運動が底質粒子に及ぼす水理学的効果は，底質粒子が往復運動を行なうことによって，非常に輸送されやすい状態になっていたり，ときには浮遊の状態になっていたりすることである。したがって，こうした状態において，波に伴う 2 次流すなわち質量輸送やその他の原因による流れが存在すると，たとえそれらの流れ自体が非常に微弱なものであっても，上述したように波運動の効果によって，底質が浮遊したりあるいは掃流型式で流れの方向に輸送されることになる。

これらのことは，海浜変動の主原因である漂砂の問題を取り扱う場合，第 3 章で述べた漂砂の方向以外にも，波や流れによって底質が浮遊したりある

いは掃流型式で輸送される機構，底質が移動を開始するいわゆる移動限界水深など，漂砂の挙動とその量的関係を明らかにする必要があることを示している。

Kalkanis<sup>2)</sup> が述べているように，こうした問題を解明するために重要なことは，

1. 底面境界層内における流れの場を適確に表現すること，
2. 海底を構成している底質粒子に対して，波動運動が及ぼす流体力学的効果を決定すること，および
3. これらの結果を論理的に組合わせて，漂砂の挙動と量的関係を明らかにすること。

である。第1の問題については，すでに著者が第2章で考察してきたが，本章では，この基礎的な研究成果を基にして，第2，第3の問題を考察し，漂砂の運動機構について検討を加える。

波による底質の移動限界は，海浜変形の基点であって，海岸漂砂の問題を取り扱うに際して，ぜひ解明しておかなければならない最も基礎的な課題の一つであり，従来から多くの人々によって研究がなされてきた。しかしながら，それらの結果は，移動限界に対して，初期移動，集団移動あるいは全面移動などきわめて不明確な定義が与えられ，かならずしも工学的要請に明確な解答を与えているとはいえない。また，Manohar<sup>3)</sup>，石原・樺木<sup>3)</sup> Goddet<sup>4)</sup> および佐藤・田中<sup>5)</sup>らの研究は，その基礎として，層流境界層理論を適用しているが，実験結果の整理には乱流境界層と考えられるものも含まれること，さらに，Manohar<sup>3)</sup>のように，遷移の限界を一応定めて適用範囲を規定しているものもあるが，その遷移限界自体がそれほど明確でない点など，なお論議すべき問題も少なくない。さらに，近年，堀川・渡辺<sup>6)</sup>らは，梶浦<sup>7)</sup>の乱流境界層理論を適用して底質の移動限界を算定する試みを行なっているが，底面の粗滑や境界層の条件を規定する基準に疑問な点があり，かならずしも一般性のある成果とはいいがたい。

さて，海岸の漂砂は，便宜上，海岸に直角な方向の漂砂と海岸に平行な方向の漂砂に分けて取り扱われている。一般に，波による砂の移動機構を解明するためには波の進行にともなう漂砂の特性やその量的関係を見い出すこと

がその基本であると考えられる。こうした観点から波による砂移動量を論じた研究としては、Vincent<sup>8)</sup>の実験的研究、Inman・Bowen<sup>9)</sup>のエネルギー伝達率の減衰にもとづく研究、石原・橋本<sup>2)</sup>のDu Boys 公式にもとづく漂砂量公式、Kalkanis<sup>1)</sup>の掃流砂関数を波に適用した公式などがあり、さらに、近年、Yalin・Russell<sup>10)</sup> および Kamphuis<sup>11)</sup> などが、それぞれ次元解析や数学モデルのsimulation によって現象を説明しようと試みている。しかしながら、これらの研究における問題点は、理論的考察において、漂砂量を支配する要素が波の往復運動であるのか、質量輸送なのか明確でないこと、また実験的研究においては、漂砂量の測定方法がそれぞれの研究者によって異なるため、実験結果の比較が困難なことなど、さらに明確にすべき点も少なくない。

一方、この漂砂量は、漂砂の移動型式によって相当ことなることが従来から観察されてきたが、この問題を解決するためには、掃流漂砂あるいは浮遊漂砂について、さらに詳細な現象の測定が必要であろう。比較的測定の簡単な浮遊漂砂については、北海道大学の福島ら<sup>12),13),14)</sup> による一連の現地観測、本間・堀川<sup>15)</sup> による実験、服部<sup>6)</sup> による重複波での実験などをあげることができる。

以上、従来行なわれてきた、漂砂の移動機構に関する研究について、各項目にわけて述べてきたが、これからわかるように、底質とその上の流体との境界面における問題は、観測が困難なことから、現象の測定が十分でなく、これらの現象を支配する要因さえ明確にされていないと考えられる。

したがって、本章では、以上の観点から、波動による底質移動の問題を取り上げ、第2章で明らかにした波動境界層理論にもとづいて、漂砂の移動機構に検討を加えていく。まず、第2節では、波動による底質の初期移動を力学的に考察し、波動境界層理論を適用してその限界を考察し、実験によって理論的考察の結果を検討する。第3節では、移動限界の問題と関連して砂れんの発生の問題を実験的に検討し、底面の性質と密接な関連をもつ砂れんの特性についても漂砂の移動方向や移動形態との関連において論ずる。第4節および第5節では、漂砂の移動形式である掃流漂砂および浮遊漂砂について検討するが、掃流漂砂については簡単なモデルを用いて、実験的にその基本

的特性を明らかにする。また浮遊漂砂については、実験および現地観測によって、その場所的な分布や波の特性との関連について言及する。

最後に、第6節では、漂砂の問題をmicroな立場から力学的に取り扱った結果について要約し、なお未解決の問題についても触れて、今後の研究の指針とする考えである。

## 第2節 底質の移動限界

海浜変形の基点である底質の移動限界点は、実際海浜においては碎波点よりかなり沖側の比較的水深の大きいところにあると考えられる。したがって、この点では海底はほぼ水平であり、第2章で述べた波動境界層理論も適用できるものとする。

つぎに、移動限界の考察に際しては、一つの砂粒を考え、これに作用する波による流体力を層流および乱流境界層理論にもとづいて検討し、初期移動限界の理論式を誘導する。

### 2・1 底質に作用する力の平衡条件式

いま図1・4・1に示すように、同一粒径 $d$ からなる粗面上に突出した一つの球状砂粒（粒径 $d$ ）を考え、この砂粒が波の作用によって、まさに動き出そうとする瞬間の条件を検討する。流れは二次元的とし、この砂粒に作用する力としては流れ方向および鉛直方向の流体力 $R_T$ および $R_L$ とこれに働く重力のみを考慮する。いま問題としている砂粒の中心 $O$ と $A$ 点とを結ぶ直線

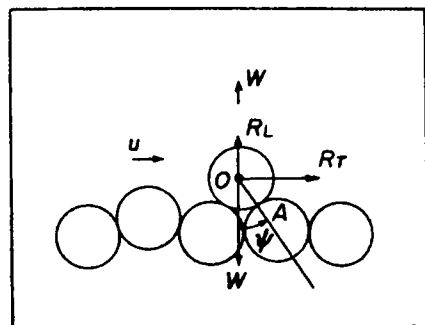


図 1・4・1

球粒子に作用する流体力

が鉛直軸となす角を  $\varphi$  とし,  $R_T$  の作用点はつねに砂粒の中心  $O$  を通るものとすれば, 力の平衡条件は  $A$  点のまわりのモーメントを考慮して,

$$R_T = \{ (\pi/6)(\sigma - \rho)gd^3 - R_L \} \tan \varphi \dots\dots\dots (1.4.1)$$

と表わされる。ここに  $\sigma$  および  $\rho$  はそれぞれ砂粒および水の密度であり,  $g$  は重力の加速度である。さて, 流れ方向および鉛直方向の流体力  $R_T$  および  $R_L$  は波運動による抗力と加速度を考えた inertia force の和で表わされるから,

$$R_T = (\pi/8)\rho C_{Du}d^2u|u| + (\pi/6)\rho C_Md^3(\partial u/\partial t) \dots\dots\dots (1.4.2)$$

$$R_L = (\pi/8)\rho C_{Dw}d^2w|w| + (\pi/6)\rho C_Md^3(\partial w/\partial t) \dots\dots\dots (1.4.3)$$

となる。ここに,  $C_{Du}$  および  $C_{Dw}$  はそれぞれ流れ方向および鉛直方向の球の抵抗係数,  $C_M$  は球の仮想質量係数であり,  $u$  および  $w$  はそれぞれ砂粒が移動を開始する瞬間の  $x$  および  $z$  方向の流速である。

## 2・2 層流境界層理論にもとづく底質の移動限界

従来, 移動限界に関する実験は, ほとんどすべて進行波によって行なわれている。したがって, 実験結果との比較の点から考えて, ここでは進行波について理論的に取り扱うが, その結果は重複波についても水平方向の水粒子速度の分布を考慮すれば, ただちに適用することができる。

底面が滑面と考えられる場合, Collins<sup>17)</sup> の結果を適用すれば,  $u_0\delta/\nu < 113$  の範囲では層流境界層理論を用いて, 底質の初期移動を検討することができる。

いま, 水平な底面に沿って波の進む方向に  $x$  軸, 鉛直上向きに  $z$  軸をとり, (1.4.2) および (1.4.3) 式における水平方向および鉛直方向の水粒子速度  $u$  および  $w$  に対し, 一応  $z=d$  における値を用いることにする。(流速勾配のある場での流体抵抗の取り扱いが明確でないため,  $z=d$  における速度成分を代表値として選んだ。) この場合,  $z=d$  における水粒子速度  $u_d$  および  $w_d$  はそれぞれ第1章の (1.2.42) および (1.2.43) 式 (いずれも第1近似) より,

$$\left. \begin{aligned} u_d &= u_0 \zeta_1 \\ w_d &= k \delta u_0 \zeta_3 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1 \cdot 4 \cdot 4)$$

で表わされる。また加速度は，

$$\left. \begin{aligned} (\partial u / \partial t)_d &= u_0 \omega \zeta_2 \\ (\partial w / \partial t)_d &= k \delta u_0 \omega \zeta_4 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1 \cdot 4 \cdot 5)$$

となる。

ここに， $H$ を波高， $T$ を周期， $L$ を波長， $h$ を水深とし， $\nu$ を水の動粘性係数とすれば，

$$\left. \begin{aligned} u_0 &= \pi H / T \sin h k h \\ \delta &= (\nu T / 2\pi)^{1/2}, \quad k = 2\pi / L, \quad \omega = 2\pi / T \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1 \cdot 4 \cdot 6)$$

であり，さらに，

$$\begin{aligned} \zeta_1 &= \cos \theta - e^{-d/\sqrt{2\delta}} \cos \{ \theta + (d/\sqrt{2\delta}) \} \\ \zeta_2 &= \sin \theta - e^{-d/\sqrt{2\delta}} \sin \{ \theta + (d/\sqrt{2\delta}) \} \\ \zeta_3 &= (d/\delta) \sin \theta + e^{-d/\sqrt{2\delta}} \cos \{ \theta + (d/\sqrt{2\delta}) - (\pi/4) \} \\ &\quad - \cos \{ \theta - (\pi/4) \} \\ \zeta_4 &= (d/\delta) \cos \theta + e^{-d/\sqrt{2\delta}} \sin \{ \theta + (d/\sqrt{2\delta}) - (\pi/4) \} \\ &\quad - \sin \{ \theta - (\pi/4) \} \\ \theta &= kx - \omega t \end{aligned} \dots\dots\dots (1 \cdot 4 \cdot 7)$$

である。

これらの式を(1・4・2)および(1・4・3)式に代入し，第2章の(1・2・49)あるいは(1・2・50)式に示す最大摩擦速度 $u_o^*$ を導入して，力の平衡条件式を整理すると，

$$\left. \begin{aligned} u_o^* \omega / \{ (\sigma / \rho) - 1 \} g d \tan \varphi &= 1 / \phi_{max} \\ \phi &= \phi_1 + \phi_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1 \cdot 4 \cdot 8)$$

となり，ここに，

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \frac{3}{4} \left( \frac{u_o \delta}{\nu} \right) \{ C_{Du} |\zeta_1| \zeta_1 + C_{Dw} (k\delta)^2 |\zeta_3| \zeta_3 \tan \varphi \} \\ \phi_2 &= C_M \left( \frac{u_o^* d}{\nu} \right) \left( \frac{u_o \delta}{\nu} \right)^{-1/2} \{ \zeta_2 + k\delta \zeta_4 \tan \varphi \} \end{aligned} \dots\dots\dots (1 \cdot 4 \cdot 9)$$



であり、さらに、

$$u_o^{*2} = \left( \frac{u_o \delta}{\nu} \right)^{-1} u_o^2 = \sqrt{\frac{2\pi\nu}{T}} \frac{\pi H}{T \sinh kh} \dots\dots\dots (1.4.10)$$

である。

$\phi_1$  および  $\phi_2$  はそれぞれ問題としている砂粒におよぼす抗力および inertia force の効果を示すものである。(1.4.9) 式右辺のカッコ内第2項は第1項にくらべてきわめて小さく、鉛直方向の流体力を無視してもさしつかえない。また上式中、球の抵抗係数は定常流の場合、一般に Reynolds数の関数であるが、波動運動のもとでの  $C_{Du}$  については、Morison および O'Brien<sup>18)</sup> らの実験的研究、石原・樫木<sup>2)</sup> による研究があり、波動運動の場合の抵抗係数  $C_{Du}$  の値が定常流のそれとことなるといわれている。しかしその理由はまだ説明されるにいたっていないし、十分な研究もなされていない。したがってここでは波動運動の場合の抵抗係数  $C_{Du}$  も定常流のそれと同じであると仮定し、図1.4.2 に示す定常流の抵抗係数を用いることにする。さらに仮想質量係数  $C_M$  は物体の形にのみ関係する定数であって、球の場合その値は1.5として取り扱うことにする。このように考えると、 $C_{Du}$  は Reynolds数の関数であり、Reynolds数は次式のように表わされる。すなわち、

$$\begin{aligned} Re &= |u_d| d / \nu = (u_o d / \nu) |\zeta_1| \\ &= (u_o^* d / \nu) (u_o \delta / \nu)^{1/2} |\zeta_1| \\ &\dots\dots\dots (1.4.11) \end{aligned}$$

また、 $\zeta_1, \zeta_2$  に含まれる  $d/\delta$  は

$$\begin{aligned} d/\delta &= (u_o^* d / \nu) (u_o \delta / \nu)^{-1/2} \\ &\dots\dots\dots (1.4.12) \end{aligned}$$

となるから、結局、 $Re$  したがって  $C_{Du}, \zeta_1$  および  $\zeta_2$  はすべて  $\theta, u_o^* d / \nu$  および  $u_o \delta / \nu$  の関数となる。

以上の結果から、 $\phi$  は

$$\phi = f_n \left( \frac{u_o^* d}{\nu}, \frac{u_o \delta}{\nu}, \theta \right) \dots\dots\dots (1.4.13)$$

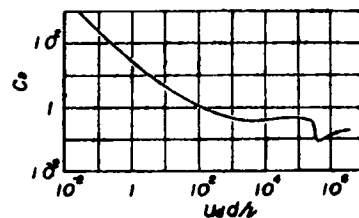


図1.4.2

球の抵抗係数(定常流)

となる。ここに  $f_n$  は関数を表わす記号である。さらに、(1・4・8)式における  $\phi_{max}$  は  $\theta$  の特別の場合であるから、

$$\phi_{max} = f_n\left(\frac{u_0^* d}{\nu}, \frac{u_0 \delta}{\nu}\right) \dots\dots\dots (1\cdot4\cdot14)$$

となる。図1・4・3は、 $u_0 \delta / \nu = 100$ 、 $u_0^* d / \nu = 100$  の場合の  $\phi$  と  $\theta$  の関係を(1・4・9)式にもとづいて計算した一例であって、 $\phi$  は  $\theta$  によって周期的な変動をすることがわかる。いま、ここで問題としているのは、 $\phi$  の  $\theta$  による変化ではなく、(1・4・14)式で示される  $\phi$  の最大値  $\phi_{max}$  であって、砂粒の初期移動条件は  $\phi$  の値が最大となるときに与えられるから、(1・4・8)式の関係を用いて、

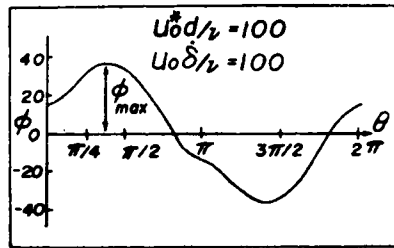


図 1・4・3  
 $\phi$  と  $\theta$  の関係

$u_0^{*2} / \{(\sigma/\rho) - 1\} g d \tan \phi$  と  $u_0^* d / \nu$  および  $u_0 \delta / \nu$  の関係が理論的に決定される。

図1・4・4は  $u_0^{*2} / \{(\sigma/\rho) - 1\} g d \tan \phi$  と  $u_0^* d / \nu$  の関係を、 $u_0 \delta / \nu$  をパラメータとして計算した結果を図示したものである。なお従来の研究では、浅海波理論による底部流速  $u_\infty$  が最大るとき、すなわち  $\theta = \pi/2$  のとき砂粒が動き出すと仮定していたが、

上の図から砂粒が動き出す瞬間、すなわち、 $\phi$  の値が最大となるときの  $\theta$  の値はほぼ  $\pi/8$  となり、従来の考え方とことなることがわかる。

また、図1・4・4 から明らかなように、 $u_0^* d / \nu$  の値が小さい場合には  $u_0 \delta / \nu$  の効果はほとんどみられず、

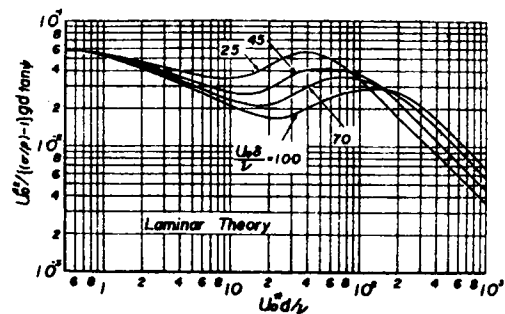


図 1・4・4

移動限界の無次元表示（層流境界層理論）

$u_o^{*2}/(\sigma/\rho-1)gd\tan\varphi$  の値はほぼ一定である。しかし  $u_o^*d/\nu$  の値が大きくなるにつれて  $u_o\delta/\nu$  の効果がいちじるしくなることがわかる。これら無次元量の効果をさらに詳しく検討するために示したのが表 1・4・1 である。この表は  $u_o\delta/\nu=70$  の場合の  $\phi_{\max}$ ，それを与える  $\theta$  および  $\phi_{\max}$  に対する  $\phi_1$  と  $\phi_2$  の値を，種々の  $u_o^*d/\nu$  の値に対して示したもので，この表から， $\phi_{\max}$  を与える  $\theta$  の値は  $u_o^*d/\nu$  および  $u_o\delta/\nu$  の値によって変化することがわかる。とくに  $u_o^*d/\nu$  の値が小さくなると  $\theta=\pi/4$  となり，底部せん断力の最大値を与える  $\theta$  に等しくなる。反対に  $u_o^*d/\nu$  の値が大きくなると，ほぼ  $\theta=0$  になる傾向がみえる。また  $u_o^*d/\nu$  の値が小さくほぼ 40 以下では， $\phi_2$  は 0 で初期移動におよぼす加速度項の効果はほとんどなく，逆に  $u_o^*d/\nu$  の値が 400 以上になると  $\phi_1=0$  となって，速度項の影響はみられなくなる。 $u_o^*d/\nu$  の値が大きくなると速度項にくらべて加速度項の効果がいちじるしいことは図 1・4・4 に示す  $u_o\delta/\nu$  の値すべてにいえることであるが，図 1・4・4 から明らかなように， $u_o^*d/\nu$  の値が 80~200 以上になると， $u_o^{*2}/\{(\sigma/\rho)-1\}gd\tan\varphi\sim(u_o^*d/\nu)^{-1}$  となり， $u_o^*$  がある値以上になると，どんな粒径の砂粒でも動き出すという結果となる。しかし実際にこうした現象が生じているかどうかは明らかでないが，図 1・4・4 に示す曲線には，最高波を考えた場合，自らその適用範囲があると考えられる。

表 1・4・1  $\phi_{\max}$  と  $\theta$  との関係 ( $u_o\delta/\nu=70$ )

$u_o^*d/\nu$	$\theta$ (degree)	$\phi_{\max}$	$\phi_1$	$\phi_2$
0.5	45°	23.5	23.5	0
1.0	48°	25.7	25.7	0
2.0	52°	31.1	31.1	0
4.0	58°	39.7	39.7	0
6.0	60°	47.4	47.4	0
8.0	62°	53.2	53.2	0
10.0	64°	58.6	58.6	0
20.0	80°	62.9	62.9	0
30.0	85°	54.0	54.0	0
40.0	90°	46.6	46.6	0.04
60.0	90°	38.9	38.8	0.10
80.0	70°	30.1	25.2	4.9
100.0	60°	29.6	20.7	8.9
200.0	30°	37.4	6.5	30.9
400.0	0°	71.4	0	71.4

## 2・3 乱流境界層理論にもとづく底質の移動限界

### (a) 流速分布と底面摩擦応力

流速分布： 層流境界層理論で用いた座標系をそのまま用いることにする。  
乱流境界層における  $x$  方向の水粒子速度の第 1 近似は，第 2 章で述べたように， $(1.2.64)$ ， $(1.2.76)$ ，および  $(1.2.85)$  式の関係より

$$u = u_0(1-F)e^{i(kx - \omega t)} \dots\dots\dots (1.4.15)$$

の実数部により与えられる。ここに，

$$F = (\xi/\xi_0)^{-0.5} \{ (1+A)(\xi/\xi_0)^{-n} - A(\xi/\xi_0)^n \} \dots\dots\dots (1.4.16)$$

であり，ここで用いられている記号は第 2 章のそれと同じものである。

いま，複素数  $F$  の実数部および虚数部をそれぞれ， $F_r$  および  $F_i$  とし，  
( $F = F_r + iF_i$ )， $(1.4.15)$  式の実数部をとると，結局，

$$u = u_0 \{ (1-F_r)^2 + F_i^2 \}^{1/2} \cdot \cos(\theta - f) \dots\dots\dots (1.4.17)$$

がえられる。ここに，

$$\theta = kx - \omega t \dots\dots\dots (1.4.18)$$

$$f = \tan^{-1} [F_i / (1-F_r)] \dots\dots\dots (1.4.19)$$

である。なお，ここで  $F_r$  および  $F_i$  は， $(1.3.39) \sim (1.3.42)$  式より

$$F_r = (\xi/\xi_0)^{-0.5} \{ a_1 (\xi/\xi_0)^{-n} r \cos(\theta_i + r_1) - a_2 (\xi/\xi_0)^n r \cos(\theta_i - r_2) \} \dots\dots\dots (1.3.39)$$

$$F_i = (\xi/\xi_0)^{-0.5} \{ a_1 (\xi/\xi_0)^{-n} r \sin(\theta_i + r_1) + a_2 (\xi/\xi_0)^n r \sin(\theta_i - r_2) \} \dots\dots\dots (1.3.40)$$

$$a_1 = \sqrt{(1+A_r)^2 + A_i^2} \quad \left. \begin{aligned} a_2 &= \sqrt{A_r^2 + A_i^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1.3.41)$$

$$r_1 = \tan^{-1} \left( \frac{A_i}{1+A_r} \right), \quad r_2 = \tan^{-1} \left( \frac{A_i}{A_r} \right) \dots\dots\dots (1.3.42)$$

$$\theta_i = n_i \ln(\xi/\xi_0) \dots\dots\dots (1.2.68)$$

で与えられる。

したがって，2・2における層流境界層理論で用いたように， $x$  方向の水粒子速度および加速度をそれぞれ  $(1.4.4)$  式および  $(1.4.5)$  式の形で与えるならば，乱流境界層の場合，

$$u = u_0 \zeta_1 \quad \dots\dots\dots (1.4.20)$$

において、 $\zeta_1$  は

$$\zeta_1 = \{ (1 - F_r)^2 + F_i^2 \}^{1/2} \cos(\theta - f) \quad \dots\dots\dots (1.4.21)$$

となり、また

$$\frac{\partial u}{\partial t} = u_0 \omega \zeta_2 \quad \dots\dots\dots (1.4.22)$$

において、 $\zeta_2$  は

$$\zeta_2 = \{ (1 - F_r)^2 + F_i^2 \}^{1/2} \sin(\theta - f) \quad \dots\dots\dots (1.4.23)$$

となる。

底面摩擦応力： 進行波の場合、底面摩擦応力は、(1.2.96) 式より、

$$\frac{\tau_b}{\rho} = \left( \frac{u_0 \delta}{\nu} \right)^{-1} u_0^2 G e^{i(kx - \omega t)} \quad \dots\dots\dots (1.4.24)$$

で与えられる。ここに、

$$G = \alpha \xi_0 \{ n_2 A - (1 + A) n_1 \} \quad \dots\dots\dots (1.2.97)$$

である。いま、複素数  $G$  の実数部および虚数部をそれぞれ  $G_r$  および  $G_i$  とし、 $G = G_r + i G_i$  とすると、(1.2.7) 式の関係より、底面摩擦応力の最大値  $u_0^2$  は、進行波の場合、

$$u_0^2 = \left( \frac{u_0 \delta}{\nu} \right)^{-1} \mathcal{R}_e [G e^{i\psi}] u_0^2 \quad \dots\dots\dots (1.2.101)$$

で与えられる。ここに  $\mathcal{R}_e$  は実数部を表わし、

$$\psi = \tan^{-1} (-G_i / G_r) \quad \dots\dots\dots (1.2.100)$$

であり、 $G_r$  および  $G_i$  は (1.2.99) 式で与えられる。すなわち、

$$\begin{aligned} G_r &= \alpha \xi_0 \{ 0.5 + n_r (1 + 2A_r) + 2n_i A_i \} \\ G_i &= \alpha \xi_0 \{ 2n_r A_i - n_i (1 + 2A_r) \} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (1.2.99)$$

である。

さて、(1.2.101) 式右辺の実数部は (1.2.99) および (1.2.100) 式を考慮すると、

$$\mathcal{R}_e [G e^{i\psi}] = (G_r^2 + G_i^2)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (1.4.25)$$

がえられる。そこで、底面が滑面すなわち、 $\xi_0=1$  ( $z_0/\delta=0$ ) の場合の (1・4・25) 式を  $|G_0|$  とおくと、底面が粗面の場合には、(1・2・99) 式の関係を考慮して、

$$\Re[G e^{i\psi}] = \xi_0 |G_0| \quad \dots\dots\dots (1・4・26)$$

がえられる。ここに、

$$|G_0| = (G_r^2 + G_i^2)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (1・4・27)$$

であり、(1・2・99) 式より、

$$\begin{aligned} G_r &= \alpha \{ 0.5 + n_r (1 + 2A_r) + 2n_i A_i \} \\ G_i &= \alpha \{ 2n_r A_i - n_i (1 + 2A_r) \} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (1・4・28)$$

となる。さて、 $|G_0|$  の値はすでに、第2章の表1・2・5において $\alpha$ すなわち  $u_0 \delta / \nu$  の関数として計算

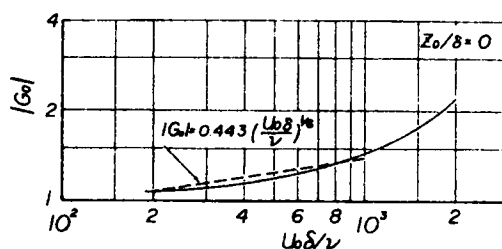
されている。その結果を

$$200 \leq u_0 \delta / \nu \leq 1000$$

の範囲について示すと、図

1・4・5 の実線のようにな

る。



一般に、移動限界を取り

扱う場合、図1・4・5 の実

線で示される  $|G_0|$  をその

図 1・4・5

$|G_0|$  と  $u_0 \delta / \nu$  の関係

まま用いるのは、計算が非常に繁雑になるので、あまり得策でない。そこで、

著者は、 $200 \leq u_0 \delta / \nu \leq 1000$  の範囲に対し、同図において破線で示され

る近似値を用いることにした。この破線は

$$|G_0| \doteq 0.443 (u_0 \delta / \nu)^{1/6} \quad \dots\dots\dots (1・4・29)$$

によって表わされ、厳密な計算値との誤差はせいぜい4%である。上式を

(1・2・101) 式に代入すると、結局、最大摩擦速度  $u_0^*$  は

$$u_0^{*2} = 0.443 (u_0 \delta / \nu)^{-5/6} \cdot \xi_0 u_0^2 \quad \dots\dots\dots (1・4・30)$$

で与えられることになる。

(b) 乱流境界層における移動限界

層流境界層におけると同様に， $z = d$ における水粒子速度を用いて流体力を求める。(1・4・8)式における $\phi$ は，乱流境界層の場合，(1・4・20)，(1・4・21)，(1・4・22) および (1・4・23) 式を (1・4・1) および (1・4・2) 式に代入し， $R_L$  を無視して，(1・4・30) 式を考慮すると，

$$\begin{aligned}\phi &= \phi_1 + \phi_2 \\ &= 2.257 \xi_0^{-1} (u_0 \delta / \nu)^{5/6} \{ P \cos(\theta - f) | \cos(\theta - f) | \\ &\quad + Q \sin(\theta - f) \} \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 4 \cdot 31)\end{aligned}$$

がえられる。

ここに，

$$\begin{aligned}P &= \frac{3}{4} C_{Du} \{ (1 - F_r)^2 + F_i^2 \} \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 4 \cdot 32) \\ Q &= C_M (d / \delta) (u_0 \delta / \nu)^{-1} \{ (1 - F_r)^2 + F_i^2 \}^{1/2}\end{aligned}$$

である。なお，(1・4・31) および (1・4・32) 式における  $F_r$  および  $F_i$  は  $\xi = \xi_d (z = d)$  における値を表わしている。また，上式において，

$$\frac{d}{\delta} = 1.502 (u_0^* d / \nu) \cdot (u_0 \delta / \nu)^{-7/12} \cdot (\xi_0)^{-1/2} \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 4 \cdot 33)$$

$$C_{Du} = f_n [R_e] = f_n [ |u_d| d / \nu ] = f_n [ (d / \delta) \cdot (u_0 \delta / \nu) | \zeta_1 | ]$$

$$C_M = 1.5 \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 4 \cdot 34)$$

で与えられる。以上の関係を用いて  $\phi_{\max}$  を求めると，乱流境界層における移動限界の無次元表示が (1・4・8) 式の関係より， $u_0^* d / \nu$ ， $u_0 \delta / \nu$  および  $z_0 / \delta$  の関数として与えられる。

滑面： 底面の砂が動き始める状態を考えているのであるから，底面にはそれほど著しい凹凸はないものと考え，かつ砂粒もそれほど大きくないと仮定するならば，底面を滑面と考えて，そこに突出している砂粒の移動限界を取り扱うことができる。底面を滑面と考えるならば， $z_0 / \delta = 0$ ，すなわち  $\xi_0 = 1$  であるから，以上の各式でこれを考慮して，計算を行なうと，図 1・4・6 がえられる。この図は，乱流境界層（滑面）における  $u_0^* / (\sigma / \rho - 1) g d \tan \varphi$

と  $u_0^* d / \nu$  の関係を  $u_0 \delta / \nu$  (200と400) をパラメーターとして示したものである。なお図中の破線は、比較のため、 $u_0 \delta / \nu = 100$  に対する層流理論曲線を示すものである。この図からわかるように、滑面とした場合の移動限界は、 $u_0^* d / \nu$  の値が10以下では、 $u_0 \delta / \nu$  の値に関係なく、一本の曲線であらわされるが、 $u_0^* d / \nu$  の値が10以上になると、 $u_0 \delta / \nu$  の値が大きくなるほど、移動限界の無次元表示  $u_0^{*2} / \{(\sigma/\rho - 1)gd\}$

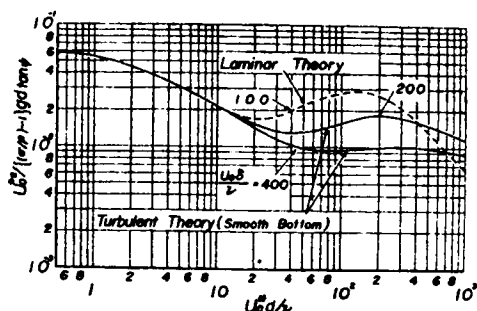


図1・4・6 移動限界の無次元表示  
(乱流境界層)

$\tan \varphi$  の値は小さくなる傾向がみえる。なお、比較のために示した層流理論にもとづく  $u_0 \delta / \nu = 100$  の曲線と乱流理論によるそれらを比べても、 $u_0^* d / \nu$  の値が10以下では両者はまったく一致するという興味ある結果がえられた。

粗面： 一樣な粒径よりなる海底では、底面を構成している底質とその面より突出している粒子の粒径が同一であるから、粗度要素  $z_0 / \delta$  は  $d / \delta$  に等しいと考えてよいであろう。(1・4・33) 式から明らかなように、 $u_0^* d / \nu$  の値が増加すれば、 $d / \delta$  の値も増大する。このことは、 $u_0^* d / \nu$  の値が大きくなると、境界層の流れに対して底面が滑面であるとしての取り扱いはできないことを示している。したがって、ここでは  $z_0 / \delta = d / \delta$  と考えて移動限界に及ぼす粗度の効果を検討する。

図1・4・7 は  $u_0 \delta / \nu = 200$  の場合の  $u_0^{*2} / \{(\sigma/\rho - 1)gd\} \tan \varphi$  と  $u_0^* d / \nu$  の関係を滑面および粗面の場合について示したものであって、これらの計算結果を

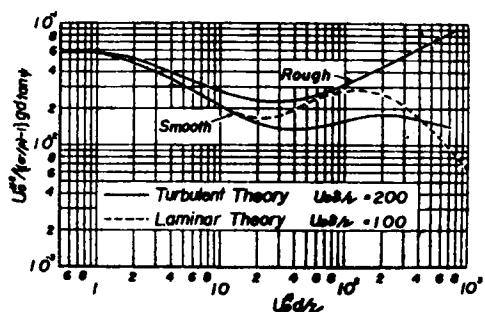


図1・4・7 移動限界に及ぼす  
粗度の効果



比較すると、 $z_0/\delta$  の値、すなわち  $u_0^* d/\nu$  が大きくなるほど、  
 $u_0^{*2}/\{(\sigma/\rho)-1\}gd \tan \varphi$  の値が大きくなることわかる。なお、図中の破線は、 $u_0 \delta/\nu=100$  の場合の層流理論にもとづく理論曲線を示すものである。

## 2・4 底質の移動限界に関する実験

### (a) 実験装置および実験方法

実験は京大防災研究所宇治川水理実験所にある2種の水槽を用いて行なった。その一つは長さ70m、幅50cmおよび深さ70cmの鉄製小水槽で、一端には、周期を0.5~3.5secまで連続的に、波高は腕の長さにより変えられるプランジャー式造波機を、他端には1/10勾配の消波板が設置され、さらに水槽中央に観測窓が設けられている。他の一つは、長さ70m、幅1.0mおよび深さ1.5mのコンクリート製大水槽で、一端には周期を0.8~3.2secまで無段変速機で変えられるフラッター式造波機を設け、他端には1/10の勾配で砂を敷き消波した。実験に用いた底質は網野海岸の砂と木津川のほぼ均一な粒径の砂および豊浦標準砂、ならびに塩化ビニール粒で、その特性は表1・4・2に示すとおりである。

表1・4・2 実験に用いた底質の特性

	$d(\text{mm})$	$d_m$	$\sigma/\rho$	$\tan \varphi$	$d(\text{mm})$	$d_m$	$\sigma/\rho$	$\tan \varphi$
小水槽	0.15—0.11	0.130	2.61	1.000	0.40—0.30	0.350	1.37	0.933
	0.25—0.15	0.200	2.61	1.000	0.60—0.40	0.500	1.37	0.857
	0.30—0.25	0.275	2.65	1.000	0.85—0.60	0.725	1.37	0.787
	0.40—0.30	0.350	2.65	1.000	1.20—0.85	1.025	1.37	0.737
	0.60—0.40	0.500	2.64	1.000	2.50—1.20	1.850	1.37	0.698
大水槽	1.20—0.85	1.025	2.64	1.000	2.50—1.20	1.850	2.64	1.000

さて、小水槽における実験は、観測窓が設けられている約3mの水平部分

を図 1・4・8 に示すように高さ 15 cm の透明なプラスチック板で 8 区分に分け、両端の部分を除いた 6 区分に粒径の異なる底質を約 3 cm の厚さに敷き、水深 20~30 cm として、一定周期のもとで、波高を徐々に増大させ、底質の表面で比較的突出した砂粒がいくつか動き出したときの波高を、近くにとりつけた電気抵抗式波高計で記録した。さらに、粒径の大きい砂については、大水槽の中央水平部分に仕切り板を設け 2 種の粒径の砂を約 4 cm の厚さに敷き、水深は 50 cm とし、周期を一定にして波高を徐々に増大させ砂の移動限界を観測し、波高は側面ガラスを通してスケールによって直接読みとった。

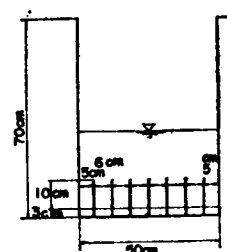


図 1・4・8  
移動限界実験水槽  
の断面

ここで問題となるのは、底質の移動限界の判別で、観測の際その基準を明確にしておく必要がある。著者は、各粒径の底質について、水路の長さ方向 20 cm あたり数個の砂粒が動き始める状態を移動限界とし、2~3 人の観測と粒径の異なる底質の運動状態とを比較しながら移動限界を判別した。

#### (b) 実験結果と考察

前節で述べた波による砂粒の初期移動限界に関する理論的考察の結果を確認するために、実験結果について検討し、理論としての比較を試みる。実験において、水底近くの流速およびせん断応力を実際に測定することができなかったため、ここでは砂の移動限界時に測定された波高、周期および水深を用いて、

$$u_o = \pi H / T \sinh kh \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 4 \cdot 35)$$

および

$$u_o^* l^2 = \sqrt{2 \pi \nu / T} u_o \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 4 \cdot 36)$$

の関係より、 $u_o$  および  $u_o^*$  の値を算定し、 $u_o^* l^2 / \{(\sigma / \rho) - 1\} g d \tan \phi, u_o^* d / \nu$  および  $u_o \delta / \nu$  の値を求め、実験結果を整理した。ここに、 $u_o^* l^2$  は層流境界層理論にもとづく最大摩擦速度を表わしている。

図1・4・9(a) および (b) は、それぞれ、 $u_0\delta/\nu$  の値がほぼ25および

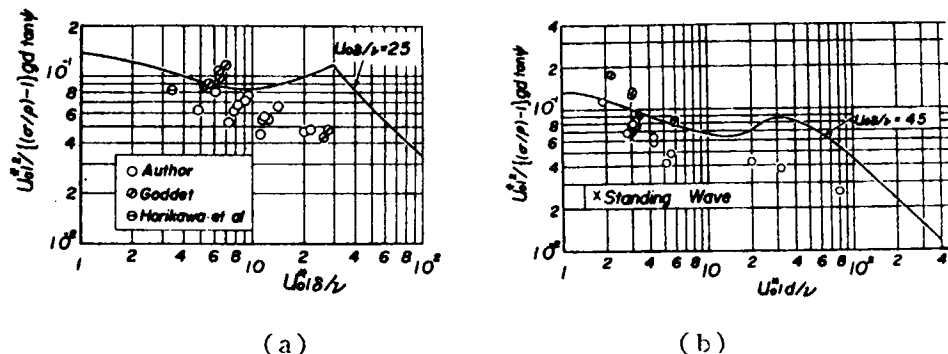


図1・4・9 実験結果と理論曲線の比較（層流）

45に対する著者，Goddet<sup>4)</sup> および堀川・渡辺<sup>6)</sup> の実験結果をまとめ、縦軸に  $u_0^2 l / \{(\sigma/\rho) - 1\} g d \tan \phi$ ，横軸に  $u_0^* d / \nu$  をとって、層流境界層における底質の移動限界を示したものである。なお、図中の理論曲線は、岩垣博士<sup>5)</sup> の提案したしゃへい係数  $\epsilon$  を導入して(1・4・8)式を

$$\frac{u_0^2}{\{(\sigma/\rho) - 1\} g d \tan \phi} = \frac{1}{\epsilon \phi_1 + \phi_2} \quad \dots\dots\dots (1 \cdot 4 \cdot 37)$$

と表わし、 $\epsilon = 0.4$  としたものである。ここでしゃへい係数  $\epsilon$  の意味は問題としている砂粒の一部が、その近辺の砂粒によって流れからしゃへいされ、その結果砂粒に作用する流体力が減少するための効果を表わしている。したがって、波動運動のもとでの水理学的機構を考えると、速度項を示す  $\phi_1$  は流体抵抗を受ける面積が減少し、その効果を、しゃへい係数として取り扱わねばならないが、加速度項を示す  $\phi_2$  は波動運動が本来有する圧力変動によって、砂粒におよぼす流体力を表わしているから近辺の砂粒がそれに影響を与えると考えるのは妥当でない。

図1・4・10 (a) および (b) は、それぞれ、 $u_0\delta/\nu$  の値がほぼ100および200の場合に対する移動限界の実験結果を、縦軸に  $u_0^2 l / \{(\sigma/\rho) - 1\} g d \tan \phi$ ，横軸に  $u_0^* d / \nu$  をとって示したものであり、著者，Goddet<sup>4)</sup>，堀川・渡辺<sup>6)</sup> および佐藤・田中<sup>5)</sup> の実験結果がプロットされている。なお、図中の曲線は、 $u_0\delta/\nu = 100$  の場合、層流境界層理論に、また  $u_0\delta/\nu = 200$  および 400

の場合，乱流境界層理論にもとづく移動限界の理論曲線を示すものである。ただし，底面境界層が乱流の場合にも実験結果を(1・4・36)式の $u_{ol}^*$ を用いて整理したため，これらの結果を乱流理論と比較する場合には，乱流境界層理論にもとづく最大摩擦速度 $u_{ol}^*$ と(1・4・36)式の $u_{ol}^*$ の関係を明らかにして，乱流境界層における移動限界の理論曲線を， $u_{ol}^*$ を用いて表示しておく必要がある。乱流境界層における最大摩擦速度 $u_{ol}^*$ は，(1・4・30)と(1・4・36)式の関係より，

$$u_{ol}^{*2} = 0.443 \left( \frac{u_o \delta}{\nu} \right)^{1/6} \epsilon_o u_{ol}^{*2} \dots\dots\dots (1\cdot4\cdot38)$$

で表わされるから，乱流境界層における移動限界曲線はこの関係を用いて書きかえることができる。図1・4・10に示された曲線は，こうしてえられた結果に，上述したしゃへい係数を $\epsilon=0.4$ として計算されたものである。

以上の結果から明らかなように，底面境界層が層流と考えられる $u_o \delta / \nu = 25$ および45の場合，なお理論曲線と実験値との間にかんりの相違がみられ，十分満足すべき結果が得られているとはいいがたいが，それらを比較するとつぎのことがいえるであろう。すなわち，

(1) 図1・4・9に示される実験結果はかなりばらつき， $u_o \delta / \nu$ の効果は明確でない。その原因は，実験誤差はもちろんのこと，移動限界の判別にも問題があると考えられる。

著者の実験は波の周期および水深を一定にして，波高 $H$ を徐々に増大させ

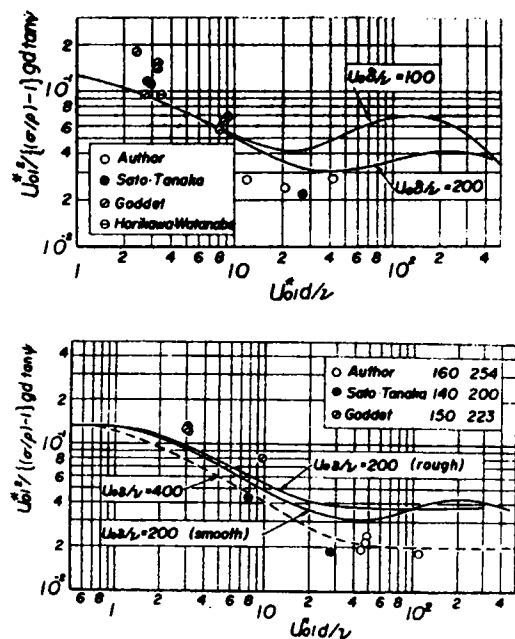


図1・4・10 実験結果と理論曲線の比較(乱流)

ていき、底面に敷並べたほぼ均一な粒径の砂が数個移動を開始する瞬間の波高  $H_c$  を記録し、粒径  $d$  と限界波高  $H_c$  とを対応させる方法をとった。こうして得られた移動限界時の波高と粒径との関係を佐藤・田中<sup>5)</sup> および Goddet<sup>4)</sup> の進行波による実験結果とともに示したのが図 1・4・11 である。なお図中の縦軸は佐藤・田中および Goddet の実験結果との比較のために、 $H_c$  を用いず  $H_c/\sinh kh$  を用いて整理した。佐藤・田中および Goddet の実験は表層の砂粒のほとんどが移動

を開始する集団的移動限界を与えるとされているが、この図からも明らかに、それぞれの移動限界を明確に定めることが困難なようである。また水中比重がほぼ 1.65 の砂粒の場合、 $H_c/\sinh kh$  の値は Goddet の結果がもっとも大きく、佐藤らと著者の結果とではそれほど大きな差異は認められない。さらに水中比重がほぼ 0.4 のプラスチック粒についても、佐藤らの実験結果はないが、ほぼ同じ傾向がみえる。一般に集団的移動限界に対する  $H_c/\sinh kh$  は初期移動限界に対するそれより当然大きくなると考えるのが妥当であるが、佐藤らを取り扱った集団的移動と著者の初期移動に対する実験結果とでは、それほど差異は認められない。一方、佐藤らと Goddet はともに同じ集団移動限界を取り扱っているにもかかわらず、実験結果にはかなりの相違が認められる。こうした相違は移動限界を実験によって客観的に判定することがきわめて困難であることを示していると思われる。したがって移動限界に対する客観的な判定規準を定めて実験を行ない比較する必要がある。

(2)  $u_0 \delta / \nu$  の値がいずれの場合であっても、 $u_{0l} d / \nu$  の値がほぼ 10 以上になると、実験値が理論曲線に比べて小さくなる傾向がみえる。その原因の一つは、砂粒頂部における流速を用いたことである。粒径が大きくなる

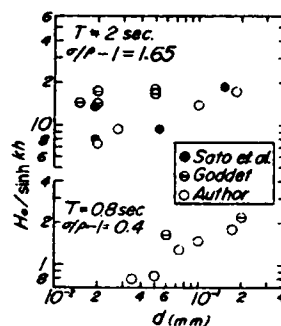


図 1・4・11  
移動限界における波高  
と粒径との関係

と、砂粒頂部の速度勾配は負になることもあり、その結果、砂粒に作用する流体力を過小に見積ったことになる場合が生じることである。その第二は、第2章で述べたように、たとえ  $u_0\delta/\nu$  の値が小さくても、 $d/A(4H/2\sinh kh)$  の値が大きくなると、底面境界層内の流れが乱流になることである。さて、(1・4・36) 式より

$$\frac{d}{A} = \frac{u_0^* l d}{\nu} \left( \frac{u_0 \delta}{\nu} \right)^{-3/2} \dots\dots\dots (1・4・39)$$

の関係がえられるから、 $u_0\delta/\nu$  の値が一定のとき、 $d/A$  すなわち  $u_0^* l d/\nu$  の値がある限界値以上になると、境界層内の流れが乱流になり、層流理論にもとづく移動限界曲線は適用できなくなると考えられる。こうした状態における粗度の効果については現在のところ明確でないので、今後さらに検討する必要がある。その第三は、抵抗係数  $C_{Du}$  を定常流のそれとまったく同じと仮定したことであるが、これについては、石原・榎木<sup>3)</sup>によって指摘されたように、 $C_{Du}$  の値を定常流のそれより若干大きくしたほうが、実験結果と理論曲線とがよく一致するようである。しかし、波動運動における球の抵抗係数については、その近くの流速測定が困難であるため、定量的に的確な値を算出するにはいたっていない。

(3) 図 1・4・9 (b) に示されている×印は重複波による実験の結果である

が、進行波によるそれと一致していることがわかる。その詳細を示したのが図 1・4・12 である。この図は、底質粒径  $d=0.2$  mm, 周期  $T=1.36$  sec. と一定にして、水深  $h$  および波長  $L$  を種々にかえて行なった、重複波による底質の移動限界に関する実験の結果である。この図から明らかなように、底質粒径  $d$  と周期  $T$  が一定の場合、底質の移動限界状態では、水深  $h$  および

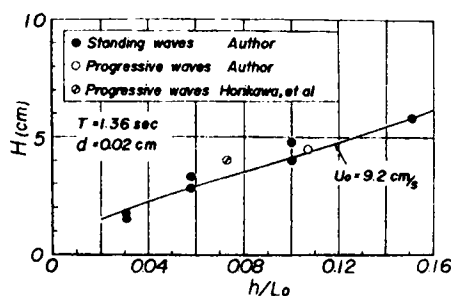


図 1・4・12 重複波と進行波による  
移動限界の比較

波高  $H$  が種々変化しても,  $u_o$  の値が一定であることがわかる。なお図中には実験条件が同じ進行波による実験の結果も示してあるが, 重複波によるそれとほぼ一致していることが明らかであろう。

つぎに, 乱流境界層における底質の移動限界について検討しよう。図 1・4・10 (a) は, 遷移領域付近すなわち  $u_o \delta / \nu = 95 \sim 125$  における実験の結果を示すものであって, この場合にも,  $u_o^* l d / \nu$  の値が大きくなると, 実験値は層流理論にもとづく  $u_o \delta / \nu = 100$  の移動限界曲線より小さくなる傾向がみえる。一方, 図 1・4・10 (b) には乱流境界層における実験結果と  $u_o \delta / \nu = 200$  で滑面および粗面の場合の理論曲線が示されている。これらの実験結果と理論曲線を比較すると,  $u_o^* l d / \nu$  の値が大きくなった場合, やはり実験値のほうがやや小さくなる傾向がみえるが, 層流理論の場合ほどその相違は顕著でなく, 実験値のばらつきを考慮すると, 乱流境界層における移動限界に関する理論結果は,  $u_o^* l d / \nu$  の値がかなり大きい範囲まで適用できることを示している。

## 2・5 移動限界水深

前述の移動限界の理論を用いて, ある水深より深い沖側の部分では砂の移動が起こらず, これより浅い水深では底質の移動が起こる可能性のある水深, すなわち移動限界水深を求めることができる。移動限界水深  $h_c$  を求めるために,  $u_o^* d / \nu, u_o^{*2} / \{(\sigma/\rho) - 1\} g d \tan \varphi$  および  $u_o \delta / \nu$  を (1・4・35) および (1・4・36) 式の関係を用いて, つぎのように変形する。なお, 乱流境界層の場合については, (1・4・38) 式の関係を加えなければならない。すなわち,

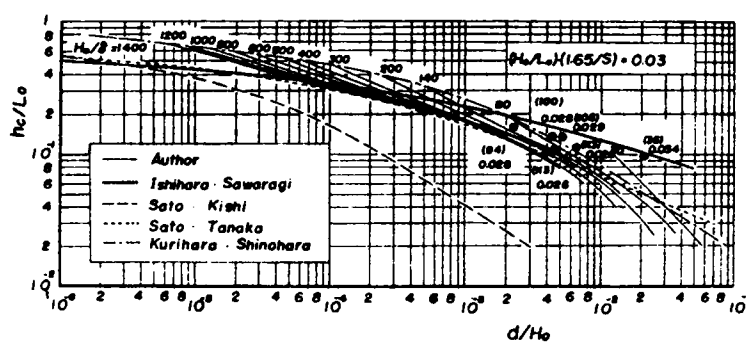
$$\begin{aligned} \frac{u_o^* l d}{\nu} &= 0.707 (H_o / \delta)^{3/2} (d / H_o) f^{1/2} (h_c / L_o) \\ \frac{u_o^{*2} l}{\{(\sigma/\rho) - 1\} g d \tan \varphi} &= 3.14 (d / H_o)^{-1} (H_o / \delta)^{-1} (H_o / L_o) f (h_c / L_o) / s \tan \varphi \\ \frac{u_o \delta}{\nu} &= 0.5 (H_o / \delta) f (h_c / L_o) \end{aligned}$$

..... (1・4・40)

である。ここに,  $s = (\sigma/\rho) - 1$

$$f(h_c / L_o) = \left( \frac{H}{H_o} \sinh \frac{2\pi h_c}{L} \right) \quad \text{..... (1・4・41)}$$

いま、 $\tan \varphi = 1$  とすれば、上の 3 式には 4 つの無次元量  $h_c/L_0$ 、 $H_0/\delta$ 、 $d/H_0$ 、および  $(H_0/L_0)^{0.5}$  が含まれている。したがって、これらの無次元量の間の関数関係は、図 1・4・4、図 1・4・6 および図 1・4・7 における  $u_o^{*2}/(\sigma/\rho - 1)gd \tan \varphi$  と  $u_o \delta/\nu$  および  $u_o^* d/\nu$  との関係に遮へい係数  $\varepsilon = 0.4$  を考慮した曲線から求めることができる。図 1・4・13 はその計算



結果の一例で、 $(H_0/L_0) \times (1.65/8) = 0.03$  の場合の  $h_c/L_0$  と  $d/H_0$  との関係は  $H_0/\delta$  をパラメーターとして示したものである。図中には若干の実験結果とともに、佐藤・岸<sup>20)</sup>、栗原・篠原<sup>21)</sup>、石原・樺木<sup>3)</sup> および佐藤・田中<sup>5)</sup> らの提案した移動限界水深をも示した。この図から、 $H_0/\delta$  の効果は  $H_0/\delta$  の値が小さい場合に顕著で、大きくなるにしたがって、その効果が少なくなることがわかる。また、ここでは示されていないが、 $H_0/L_0$  の値が大きくなると  $h_c/L_0$  の値もしだいに大きくなる。それぞれの実験値に対して ( ) 内およびその下に記入された数値は、 $H_0/\delta$  および  $(H_0/L_0) \times (1.65/8)$  の値を示すものである。しかし、実験値の  $H_0/\delta$  は現実の海岸にくらべて小さく、実験の資料も少ないため、これらの点について十分比較検討することができなかった。



### 第3節 砂れんの発生限界とその特性

一方向流れの水路床に発生する砂れんについては，すでに多くの人々によって，理論的および実験的に研究されている。しかし波の作用による砂れんの発生あるいは発達機構は現象が複雑であるため，主として実験的に底質の移動と関連して取り扱われているにすぎない。著者も，底質の移動限界に関連して砂れんの発生限界とその発達について若干の実験を試みた。

砂の移動限界時よりさらに波高を増大すると，移動床の表面には凹凸がで始める。この状態を続けると，高さは低いが，はっきりと観測できる砂れんが移動床表面に一樣にできる。これを砂れんの発生限界と考え，掃流力の無次元表示  $u_o^*{}^2/(\sigma/\rho-1)gd\tan\phi$  と  $u_o^*d/\nu$  との関係をも  $u_o\delta/\nu$  をパラメーターとして図示したのが図1・4・14である。 $u_o\delta/\nu=40\sim70$  は移動床が砂の場合の実験であり， $u_o\delta/\nu=16\sim30$  は塩化ビニール粒，また  $u_o\delta/\nu=250\sim350$  は Manohar の砂による実験結果である。実験結果にはかなりのばらつきがみられるが，これはパラメーター  $u_o\delta/\nu$  の値が一定でないこと，

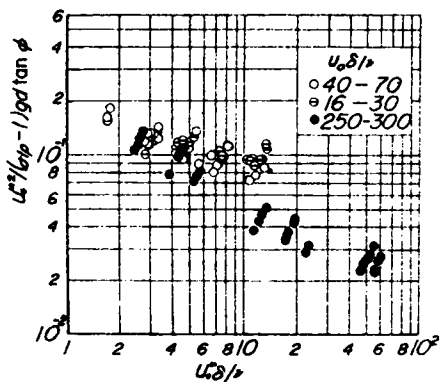


図 1・4・14

砂れんの発生限界の無次元表示

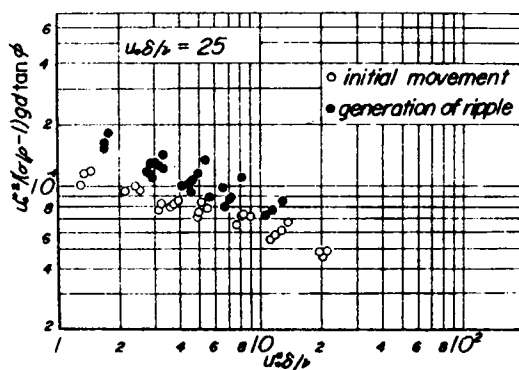


図1・4・15 砂の移動限界と

砂れんの発生限界の比較

発生限界の観測時の誤差のためと考えられる。しかし、一般的傾向として  $u_o \delta / \nu$  の効果はかなり明確に現われている。つぎに砂の移動限界と砂れんの発生限界とを比較してみよう。図 1・4・15 は  $u_o \delta / \nu = 25$  に対する  $u_o^*{}^2 / (\sigma / \rho - 1) g d \tan \phi$  と  $u_o^* d / \nu$  との関係を砂の移動限界と砂れんの発生限界について同一図面上にプロットしたものである。これらの図から、 $u_o^* d / \nu$  の値が小さいところでは、両者の差はかなり明確であるが、大きくなるにしたがって、両者の差はほとんどみられず、砂が移動し始めるとほとんど同時に砂れんが発生する。この傾向は一方向流れの Liu<sup>22)</sup> の実験にもみられるところであり、きわめて興味深い事実といえる。

以上、砂れんの発生限界を実験の結果から示したが、現象を的確に把握するためには、やはり砂れん近くの流れの状態を追求することが必要であろう。最後に、実験中、砂れんの発生時よりさらに波高を増大すると、砂れんはそ

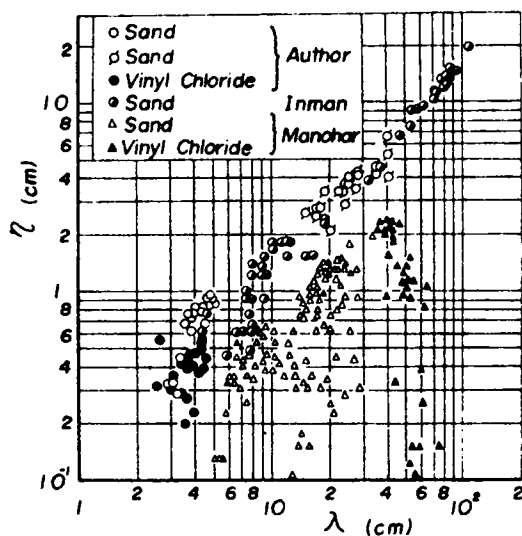


図 1・4・16

砂れんの波長  $\lambda$  と波高  $\eta$  の関係

の形状が発達する。砂れんの発達，消滅およびその形状特性などについては Manohar<sup>2)</sup>，本間・堀川<sup>23)</sup>，Inman<sup>24)</sup>らが，実験や現地観測による豊富な資料にもとづいて解析を進めている。著者も従来の研究にしたがって，実験水槽で，砂れんの波長 $\lambda$ および波高 $\eta$ とともに，波の特性や底質の特性などについて実測した。図1・4・16は砂れんの波長 $\lambda$ と砂れんの高さ $\eta$ との関係をプロットしたもので，この図には，著者らの砂および塩化ビニール粒の実験結果のほか，Inman<sup>24)</sup>の現地観測やManohar<sup>1)</sup>の振動板実験の結果をも示してある。なお図中に海浜変形実験とあるのは，周期2.58sec，沖波波高22.9cmの波を初期浜勾配1/10，底質の平均粒径0.8mmの海浜にあて，それが平衡に達した状態で実測された砂れんの資料である。この図から，

① 砂れんの発達，消滅の過程において，その steepness  $\eta/\lambda$  が最大になるところがある。その最大値は波の特性や底質の特性に関係なくほぼ一定である。なお，Inmanの実測において  $\lambda=6\sim10$  cm 程度の場合，また著者らの実験の場合に steepness の小さい砂れんが観測されている。これらは $\eta$ の値が小さいために測定に誤差が入ったためかあるいは砂れんの最も発達した状態にないためかはっきりしない。

② 本間・堀川らによって指摘されたように，Manoharの実験の結果は他の実験や実測値と最大の steepness はほとんど等しいが，振動板による実験と進行波による実験とでは砂れんの性質が異なっている。

③ 砂による砂れんと，塩化ビニール粒による砂れんとでは比重が異なるにもかかわらず，その性質の相違を区別することはできなかった。

#### 第4節 掃流漂砂とその特性

波の作用によって底質が岸向きあるいは沖向きに移動する場合、その移動量を明確にすることは、海岸における土砂移動の基本的関係をうるためにきわめて重要である。現在、この漂砂量については、石原・樺木<sup>3)</sup>の Du Boys 公式にもとづく実験式が提案されているが、なお、未解決の問題も多く、さらに広範な実験によって現象の測定が必要であると考えられる。普通、こうした実験は2次元水槽で行なわれ、海岸に直角な方向の漂砂量が測定されてきた。Vincent<sup>8)</sup>、Inman・Bowen<sup>9)</sup>、や Yalin・Russell<sup>10)</sup>らは進行波による水平床上での移動量を測定しているし、また Kalkanis<sup>11)</sup>は振動板を用いて同様の実験を行なっている。しかしながら、これらの実験でも、漂砂量の測定方法や測定された漂砂量には疑問とする点が多く、波による漂砂の移動機構を明確にすることがきわめて重要であることを示している。たとえば、図1.4.17に示すように、Inman・Bowenは水槽の中央付近11mにわたり砂を敷並べその両端にトラップを設けて、それらのトラップで捕集された砂の量の差を、また Yalin・Russell は図のような移動床から両側の固定床に飛出した砂の量の和を漂砂量としている。さらにまた、Kalkanis は移動床の中央に設けられたトラップに入る砂の全量を漂砂量としている。したがって、Inman・Bowen と Yalin・Russell および Kalkanisが実験的に求めた漂砂量は異なったも

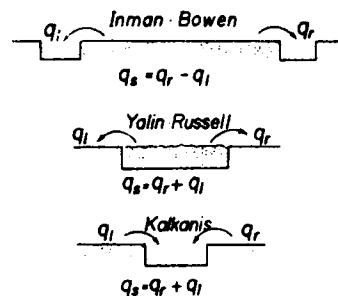


図1.4.17 漂砂量測定法

のであることがわかる。この混乱の原因は何であろうか。この疑問を明らかにするために、ここでもう一度漂砂量の定義にたちかえって考えてみる必要がある。

漂砂量とは、ある断面を単位時間に通過する砂の量であるが、一般に漂砂量  $q_s$  は波の峰が通過する打上げ波のときと、波の谷が通過する引き波のときで方向が変化する。したがって、波運動の場合、この漂砂量  $q_s$  の一周期の平均値  $\bar{q}_s$  がきわめて重要な意味をもってくる。上述した定義によると、Inman・Bowen の測定量は一周期の平均値を表わしているようであるが、このようにはなれたトラップの捕集量の差を用いてよいかどうかは明瞭でない。一方、Yalin・Russell や Kalkanis の方法はその和をとっているため、一周期の平均値を表わしているとはいいがたい。これらの方法に対して、岩垣・樫木<sup>25)・26)</sup>は、海浜の平衡勾配に関する実験において、岸向きと沖向きの移動量を別々に捕集する装置を考案して、一周期の平均値を測定している。また Russell・Dyke<sup>27)</sup> は移動床の一部を着色砂でおきかえ、これを tracer 物質として漂砂量を測定する試みを行なっている。これら2つの方法は、Inman・Bowen、Yalin・Russell や Kalkanis らの方法に比べて優れたものであるが、掃流漂砂の移動機構を解明することによってさらに改良すべき余地があるものと考えられる。

ここでは、以上のような観点から、漂砂量を直接測定するのではなく、螢光着色砂を用いて掃流漂砂の移動機構と移動特性を実験的に検討し、それにもとづいて若干の理論的考察を試みる。

近年 tracer 物質を利用して漂砂の移動量やその方向を決定しようとする研究が盛んになってきた。波の作用によって底質が移動する場合、これに影響を及ぼす要素は、水粒子の往復運動と2次的な質量輸送であると考えられる。前者については底質の移動限界に重要な影響を及ぼすことが前節で、また後者の影響については第3章で明らかにしてきたが、漂砂の移動機構を把握するためには、両者の効果を十分に吟味しておかねばならない。したがって、ここでは水平な固定砂面上におかれた tracer 物質が重複波によって移動していく過程を実験的に調べて漂砂の移動機構について検討を加える。

#### 4.1 実験装置および実験方法

実験は長さ3 m、幅0.3 mおよび高さ1 mの鋼製片面ガラス張水槽を用いて行なった。水槽の一端は鉛直壁とし、これより2.5 mの位置にフラッタ式造波機を設置した。水槽底面はアクリル樹脂板を用いて水平にし、これに粒径ほぼ1 mmの木津川産の砂を一様にニス付けして固定粗面とした。水槽底面の任意の場所に100粒のtracer物質を瞬間投入し、その後重複波の作用によって、それらがどのように移動するかを観察するために、任意の単位区間(2.5 cm)に存在するtracer粒子を写真に撮影して、その個数を数える方法をとった。tracerとして用いた物質は粒径ほぼ1 mm

の塩化ビニール粒子、石炭粒子、人工軽骨材および天然砂であり、表1.4.3 はこれら物質の諸特性を示すものである。実験は水深 $h$ を40 cmと一定にし、波の周期 $T$ および波長 $L$ をそれぞれ1.45 sec および250 cmと固定して、波高 $H$ を10、

14および17 cmと変えて行なった。いま鉛直壁から水槽の長さ方向に距離 $x$ をとると、いづれの波高に対しても、重複波の腹の位置は $x=0$ と125 cm、節のそれは62.5 cmとなり、 $0 < x < 62.5$  cmの区間における底面境界層内の質量輸送は $x$ の負の方向であり、 $62.5 < x < 125$  cmの区間では $x$ の正の方向である。

また、tracer物質には螢光塗料を塗って、紫外線を照射し、tracer物質のみが螢光を発するように、実験水槽を暗幕で囲んだ。なお、tracer物質は $x=30$  および95 cm(質量輸送速度が最大になる位置)に限定して投入した。さらに、水槽底面には、水槽の長さ方向2.5 cm 間隔に、その方向と直角な方向に線を引き、それぞれの区間とした。

表1.4.3 tracer 物質の諸特性

	比 重	$\tan \varphi$
塩化ビニール粒子	1.27	0.89
石 炭 粒 子	1.40	1.08
人 工 軽 骨 材	1.84	1.16
天 然 砂	2.64	1.29

( $\varphi$ : 水中の静止摩擦角)

## 4.2 実験結果と考察

図1.4.18および図1.4.19は、それぞれ、tracer物質として塩化ビニール粒子および石炭粉を用いた実験結果の一例であって、波高がそれぞれ10, 14および17 cmの場合について示したものである。これらの図はtracer物質の投入後1~10 min.における粒子数の場所的分布をヒストグラフを用いて示したもので、縦軸は単位区間内に存在するtracer粒子の個数 $C$ と投入全個数 $C_0$ との比を、横軸は沿直壁からの距離 $x$ を表わしている。これらの図から明らかなように、時間の経過とともに粒子は投入個所からその両側に拡散していくが、その分布の時間的変化にはつぎのような傾向がみえる。すなわち、

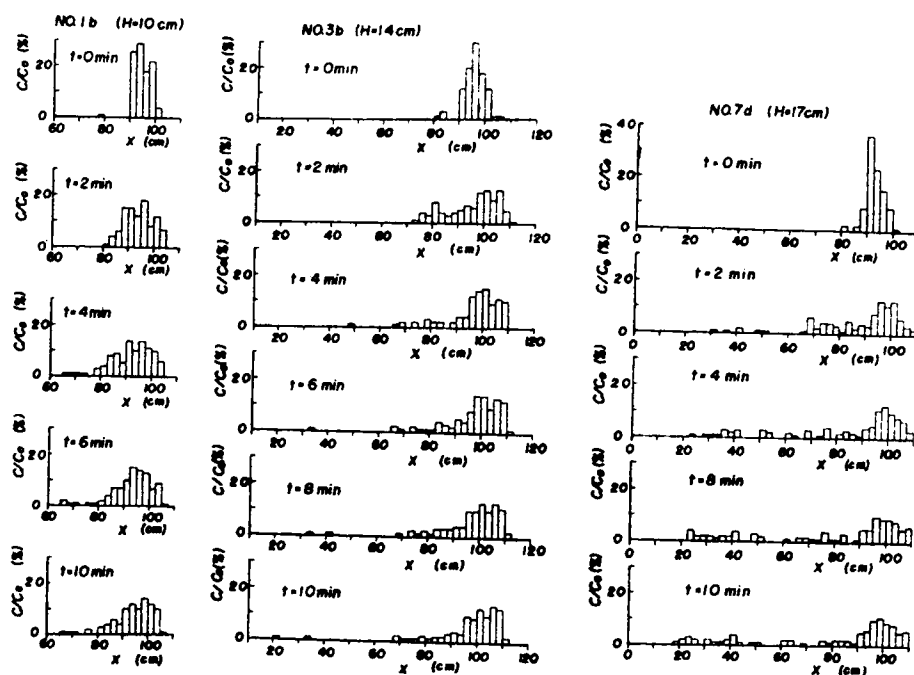


図1.4.18 塩化ビニール粒子の場所的分布の時間的变化

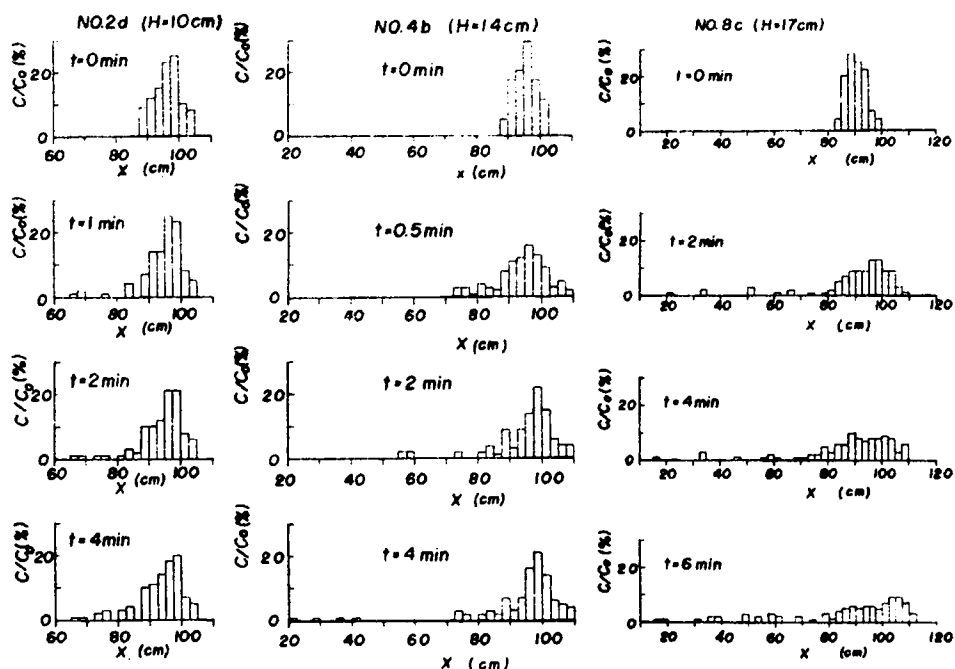


図 1.4.19 石炭粉の場所的分布の時間的变化

(1) いずれの波高の場合にも、粒子は全体として、重複波の腹 ( $x=125$  cm) の方向に移動しているが、投入後数分たつと、 $x>100$  cm の領域における粒子数はほぼ一定になり、その後顕著な変化はみられない。これは、この付近において tracer 物質が移動限界以下となり静止したことを示すものである。

(2) 波高が増大すると、節 ( $x=62.5$  cm) の方向への移動量が増し、かつその移動範囲も広く短時間で広範囲に分散する。

(3) 波高が一定の場合、比重が大きい物質の方が  $x$  の負の方向への移動は少ない。

図 1.4.20 および図 1.4.21 は、それぞれ、人工軽量骨材および天然砂の投入後の移動状況を示したものであるが、人工軽量骨材に対する  $H=17$



c m の実験以外はほとんど移動していないことがわかる。

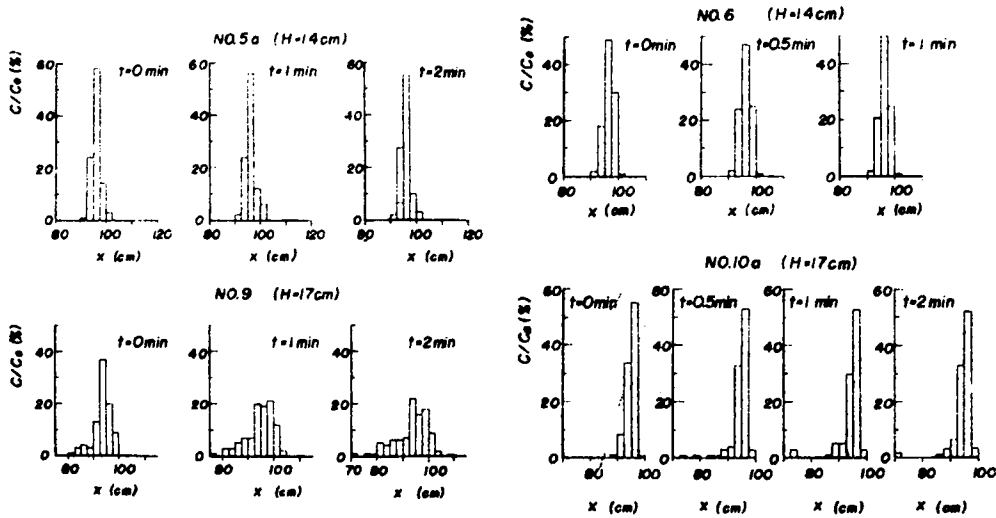


図 1.4.20 人工軽量骨材の移動状況

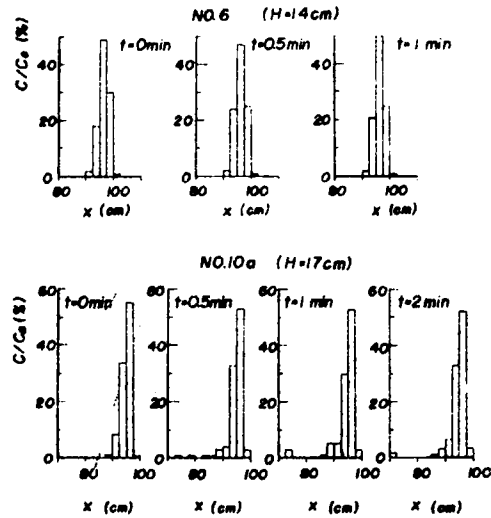


図 1.4.21 天然砂の移動状況

以上の結果を要約すると、移動の主方向は $x$ の正方向であって底面境界層内における質点輸送速度の方向とも一致するが、波高が増大すると $x$ の負の方向に輸送される粒子も存在する。こうした粒子の個数、輸送される距離は波高の増大とともに増加し、比重の増加とともに減少する傾向がみられる。これらのことから、重複波のように流体が周期運動を行なう場合、流体は底質を拡散させる性質と特定な一方向に輸送する性質をもつことがわかる。以上の結果から明らかなように、波動運動による底質の移動を考えると、流体運動による物質の advection 的性質と diffusion 的性質がきわめて重要であり、漂砂量を測定しようとするさいには、これら 2 つの性質を適確に把握しておく必要がある。

そこで、ある一点から放出された tracer 物質がこれら 2 つの性質によって移動する過程を考察するために、これらの性質についてつぎの仮定を行なう。すなわち、

(1) tracer 物質の拡散の割合は、分子拡散と同様に、距離に関する濃度変化の割合に比例し、その拡散係数  $K$  は、底面付近における水粒子の往復運動の振幅や底面の凹凸に関係する。

(2) Advection は質量輸送速度に関係する。

いま、 $C$  をある区間の tracer 物質の個数、 $U$  を advection による底質の移動速度、 $K$  を拡散係数、 $x$  を底面にとった水平距離とし、 $t$  を時間とすると、tracer 物質の拡散に関する基礎式は、

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( K \frac{\partial C}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} (UC) \quad (1.4.42)$$

で表わされる。一般に、重複波の場合の  $K$  および  $U$  は  $x$  の関数と考えられるが、 $K$  や  $U$  の場所的变化が非常に緩慢であると考えられる場合には、

$$\frac{\partial C}{\partial t} = K \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - U \frac{\partial C}{\partial x} \quad (1.4.43)$$

とすることができよう。なお、(1.4.43) 式は、水深が一定の場合の進行波による tracer 物質の移動を表わす基礎式である。

いま、境界条件および初期条件として、

$$\left. \begin{array}{l} x \rightarrow \pm \infty \quad \text{で} \quad C = 0 \\ t = 0 \quad \text{で} \quad C(x, 0) = C_{00}(x) \end{array} \right\} \quad (1.4.44)$$

なる場合を考えよう。なお、螢光砂の全個数  $C_0$  は

$$C_0 = \int_{-\infty}^{\infty} C_{00}(x) dx \quad (1.4.45)$$

によって与えられる。

さて、(1.4.44) 式を満足する (1.4.43) 式の解は、

$$C(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi K t}} \int_{-\infty}^{\infty} C_{00}(\xi) \exp \left[ -\frac{(x - \xi - Ut)^2}{4Kt} \right] d\xi \quad (1.4.46)$$

になる。

したがって、ある区間の任意の時刻における tracer 物質の個数  $C$  (濃度

と呼ぶ)を算出するためには、 $K$ および $U$ やtracer物質投入時の分布が明らかでなければならない。しかし、ここでの目的は、 $K$ や $U$ の値を決定して波の特性との関連を明らかにし、究極的には、底質が波動運動による advection や diffusion の性質によって掃流型式で輸送される機構を把握することである。したがって、ここでは(1.4.46)式の $K$ および $U$ に対して種々の値を与えて、 $C$ の理論値を計算し、上述した実験結果に最もよく適合する理論曲線を選びだして、そのときの $K$ および $U$ の理論値と実験に用いた波の特性を比較し、これらの関係について検討する。なお、この理論結果は $K$ および $U$ の $x$ 方向の変化が緩慢であるとして導いたものであるので、重複波による実験結果にこれを適用する場合には、 $K$ および $U$ の場所的变化がそれほど大きくないと考えられる範囲に限定する必要がある。

つぎに、初期条件である tracer 物質を投入した瞬間における分布形について検討しよう。図1.4.18および図1.4.19から明らかなように、その分布形は種々さまざまである。そこで、ここでは理論との比較を容易にするために、多くの実験結果からその分布がほぼ一様なものおよび Gauss 分布のものを選んで検討した。この場合、(1.4.46)式で示される理論結果は一様分布および Gauss 分布に対してそれぞれつぎのように変形される。すなわち、

(1) 一様分布の場合

$$\left. \begin{aligned} x_1 < x < x_2 \quad \text{で} \quad C_{00}(x) &= C_{00}(\text{一定}) \\ x < x_1, x > x_2 \quad \text{で} \quad C_{00}(x) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.4.47)$$

であるから、これを(1.4.46)式に代入すると、結局、

$$C(x, t) = \frac{C_{00}}{\sqrt{\pi}} \int_{y_1 - \bar{y}}^{y_1} e^{-y^2} dy \quad (1.4.48)$$

がえられる。ここに、 $x_2 - x_1 = S$ とすると

$$\left. \begin{aligned} y &= \frac{x - \xi - Ut}{\sqrt{4Kt}} \\ y_1 &= \frac{x - x_1 - Ut}{\sqrt{4Kt}}, \quad \bar{y} = \frac{S}{\sqrt{4Kt}} \end{aligned} \right\} \quad (1.4.49)$$

である。さらに、

(2) Gauss 分布の場合

$$C_{\infty}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma_s^2}} \quad (1.4.50)$$

であるから、結局

$$C(x,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \sigma_s \sqrt{\frac{2\pi}{2Kt + \sigma_s^2}} \varphi(X) \quad (1.4.51)$$

がえられる。ここに、

$$\left. \begin{aligned} \varphi(X) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -X^2/2 \right\} \\ X &= \frac{x - \bar{x} - Ut}{\sqrt{2Kt + \sigma_s^2}} \end{aligned} \right\} \quad (1.4.52)$$

であり、 $\bar{x}$  は中央値の位置、 $\sigma_s$  は標準偏差であり、 $\sigma$  は  $\sigma_s/S$  ( $S$ : 区間の長さ) である。なお、 $\varphi(X)$  は、いわゆる誤差曲線であって、 $X$  の値に対する  $\varphi(X)$  の値は数表に計算されている。

一方、実験における初期分布については、正規確率紙を用いて判定した。すなわち、正規確率紙の縦軸に  $C/C_0$  の場所的な累加百分率  $\Phi$  を、また横軸に各区間の中央における  $x$  の値をとってプロットし、その結果がほぼ直線となる場合を選びだした。図 1.4.22 は底質として塩化ビニール粒子を用いた場合の初期分布の一例を示したものである。なおこの実験では  $S = 2.5$  cm と一定にした。

図 1.4.23 (a), (b) および (c) は、それぞれ、波高が 10, 14 および 17 cm に対する塩化ビニール粒子濃度  $C/C_{\infty}$  の時間的变化を示したものであり、粒子濃度はそれぞれの図中に示されているように一定の場所で測定された。なお、波高 10 cm の場合の初期分布は一様分布であり、その他は図 1.4.22 から明らかなようにほぼ Gauss 分布である。したがって、図 1.4.

23(a)における実線は(1.4.48)式にもとづいて計算された実験結果に最もよく適合する理論曲線であり、図1.4.23(b)および(c)の実線は(1.4.51)式にもとづく理論曲線であり、図中の $C_{\infty}$ は同式の $1/\sqrt{2\pi}\sigma$ に等しく、 $t=0$ 、 $x=\bar{x}$ における $C$ の値を示すものである。この実験に用いた重複波では $x=6.25$  cmで節、 $x=12.5$  cmで腹となり、その丁度中間の $x=9.375$  cmで質量輸送速度が最大となる。これらの図から明らかなように、最適の理論曲線は $t$ の値が小さいとき実験値とよく一致するが、 $t$ の値が大きい場合にも合致するような理論曲線は見い出せなかった。これは近似理論を用いたこと、 $x$ の値が大きい場合底質が静止することなどが原因と考えられる。

しかし、これらの図において見いだされた $K$ や $U$ の値は種々の興味深い結果を示している。すなわち、それぞれの位置に対して波高が大きくなると、 $U$ および $K$ の値が大きくなる傾向がみえる。また、同じ波高の場合、 $K$ の値は重複波の腹から節の位置に近づくにつれて大きくなること、 $U$ の値は $x=9.5\sim 9.6$  cmで最大であって、それより $x$ の値が増大しても、減少しても順次小さくなる傾向がみえる。これらのことは、 $K$ の値が底面付近の水粒子速度やその軌道運動の振幅に密接な関係をもっていること、また $U$ の値が質量輸送速度の場所的变化と同じ傾向で変化することを示している。

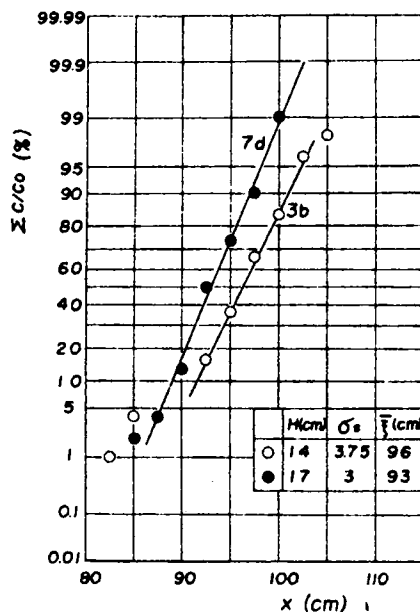


図1.4.22 塩化ビニール粒子の初期分布の検定

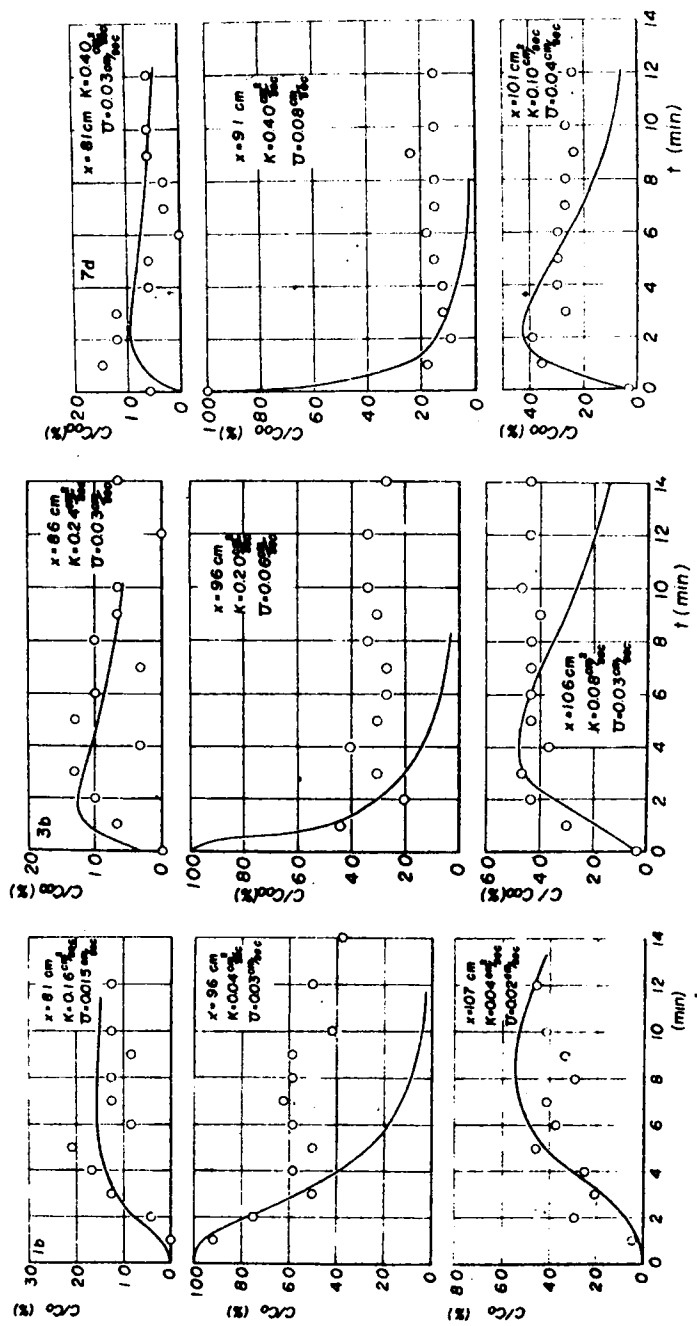


図 1. 4. 2 3  $C/C_0$  の時間的变化

図1.4.24および図1.4.25は、それぞれ、塩化ビニール粒子および石炭粉粒子の濃度変化  $C/C_{\infty}$  の時間的变化（投入地点におけるもの）を波高をパラメータとして示したものである。これらの図から明らかなように、tracer物質が同じ場合、波高が大きくなるほど  $C/C_{\infty}$  の時間的变化が大きく、物質の分散を示す  $K$  の値も、また水平移動を示す  $U$  の値も大きくなることがわかる。一方、波高が同じ場合、石炭粉粒子に対する  $U$  や  $K$  の値は塩化ビニール粒子に対するそれより小さくなっている。これは  $K$  や  $U$  の値が波の特性のみでなく、底質の比重や静止摩擦角とも密接な関係をもつことを示すものであって、きわめて興味深い結果であるといえよう。

以上の結果を利用すると、波による掃流漂砂量を測定することができる。その測定法の一・二を示すとつぎのようである。まず最初、図1.4.26(a)

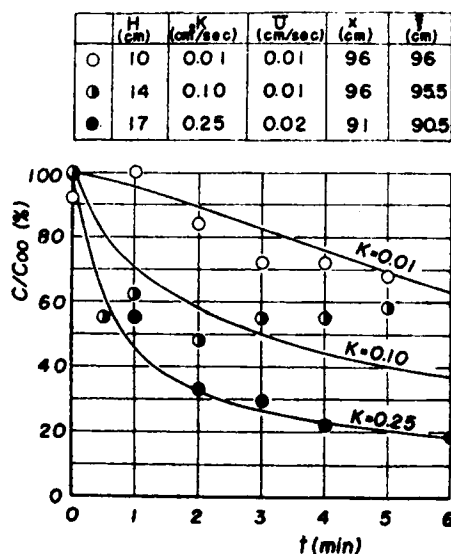


図1.4.24

$C/C_{\infty}$  の時間的变化 (1)  
(塩化ビニール粒子)

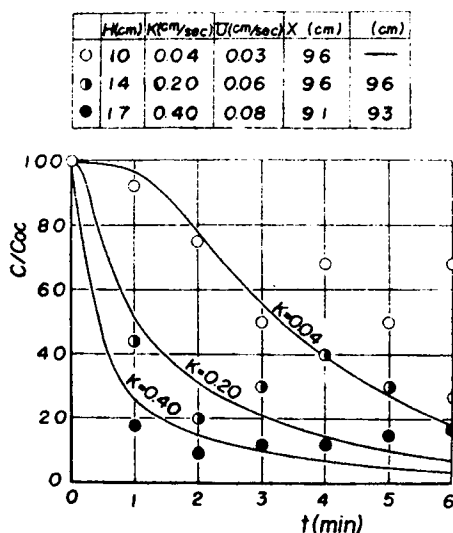


図1.4.25

$C/C_{\infty}$  の時間的变化 (2)  
(石炭粉粒子)

に示すように、 $x=0$  を境界にして、 $x<0$  の領域に着色砂、 $x>0$  の領域に天然砂をそれぞれ相当な長さにわたって数並べ、そうして $x$ の正の方向に進む波を考える。いま、 $t_1$ 時間の間の $x=0$ における漂砂量を考えると、これは $x>0$ の領域における着色砂の数と、 $x<0$ の領域での無着色砂との差に単一粒子の容積を乗じてえられる。しかし一般にこの数をかぞえること

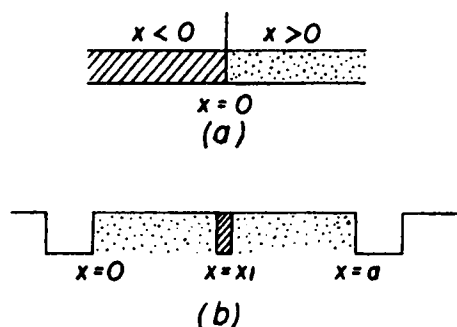


図 1.4.26 漂砂量測定法

はきわめて大変であるので、そのかわりに $x=0$ の付近のごく限られた範囲に一樣な分布になるように着色砂を投入し、その移動過程から上述した方法によって $U$ および $K$ の値を定め、これらの値を用いて(1.4.48)式から $C(x, t)$ を算出すれば、単位時間あたりの漂砂量 $q$ は

$$q = \frac{1}{t_1} \left[ \int_{-\infty}^0 dx_1 \int_0^{t_1} C_1(0, t) dt - \int_0^{\infty} dx_1 \int_0^{t_1} C(0, t) dt \right] \quad (1.4.53)$$

で求めることができる。

つぎに、Inman・Bawen の測定法(図1.4.26(b))について検討しよう。この場合は $x=0$ および $x=a$ にトラップが存在すると考えることができるので、(1.4.44)式の境界条件とは若干ことになってくる。したがって、濃度についても上述の結果と区別するために $C_1$ として表わそう。この場合の初期条件および境界条件は、

$$\left. \begin{aligned} t=0 \quad & C_1(x, 0) = C_{0,1}(x) \\ x=0 \text{ および } x=a \quad & \partial C_1 / \partial x = 0 \quad (t>0) \end{aligned} \right\} \quad (1.4.54)$$

となる。上式第2式の意味は、 $x>a$ および $x<0$ に存在するトラップに一



度落ち込んだ tracer 物質はふたたび  $0 < x < a$  の領域にもどらないことを示している。(1.4.54)式を満足する(1.4.43)式の解は,

$$C_1(x, t) = \frac{1}{a} \left\{ e^{-\beta t} \int_0^a C_{0,1}(\xi) e^{\alpha(x-\xi)} d\xi \right. \\ \left. + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-(k_n^2 \cdot K + \beta)t} \cdot F_n(x)}{\frac{1}{2} \{1 + (k_n/\alpha)^2\}} \int_0^a C_{0,1}(\xi) e^{\alpha(x-\xi)} F_n(\xi) d\xi \right\} \quad (1.4.55)$$

で与えられる。ここに,

$$\alpha = U/2K, \beta = U^2/4K, k_n = n\pi/a \quad (1.4.56)$$

であり,

$$F_n(x) = \sin k_n x - (k_n/\alpha) \cos k_n x \quad (1.4.57)$$

である。したがって, いま図1.4.26(b)のように  $x = x_1$  から  $S$  の区間だけに着色砂があるとすれば,  $t_1$  時間に trap R に入る着色砂の個数  $Q_t$  は

$$Q_t = \int_0^{t_1} C_1(a, t) dt$$

によって与えられる。

さらに,  $0 < x < a$  の区間の砂が同じ時間の間に trap R および trap L に入る個数をそれぞれ  $Q_R$  および  $Q_L$  とすると,

$$\left. \begin{aligned} Q_R &= \int_0^a dx_1 \int_0^{t_1} C_1(a, t) dt \\ Q_L &= \int_0^a dx_1 \int_0^{t_1} C_1(0, t) dt \end{aligned} \right\} \quad (1.4.58)$$

で与えられることになる。Inman・Bowen の測定した値は  $Q_R - Q_L$  に等価であるから, もし

$$Q_L = \int_a^\infty dx_1 \int_0^{t_1} C(a, t) dt$$

であれば、 $Q_R - Q_L$  に単一粒子の容積を乗じて  $x = a$  における漂砂量を求めたことになることがわかるであろう。

## 第5節 浮遊漂砂とその特性

波の周期、水深が一定で、波高を順次高くしていくと、底面に存在する砂は、ある波高で移動をはじめ、さらに波高が大きくなると掃流型式で移動するとともに、砂れんが形成されるようになる。さらに波高が増大すると、底質が浮遊の状態で輸送されるようになる。

この浮遊砂は海浜変形と重要な関係をもつため、従来から関心がもたれてきたが、浮遊砂が海岸漂砂の多くを占める場合には、波による底質の浮遊機構を解明し、浮遊漂砂量の鉛直分布や海浜断面に沿う分布を知る必要がある。こうした分布については福島・溝口・柏村ら<sup>28)</sup>が北海道沿岸の各地で竹竿捕砂器による観測を行ってきた。その結果によると、一般の自然海岸では鉛直分布は「く」の字形になることを示したが、現地海岸での浮遊砂の実測には多くの技術的困難を伴うのが普通であって、この観測法でも浮遊砂濃度を直接測定することはできないし、またその主原因である波の特性との関連も明確でなく、なお解決すべき問題点も多く残されている。

一方、波の特性と浮遊砂濃度との関係を把握しようとする試みが、ここ数年来、本間・堀川ら<sup>15)</sup> および岸<sup>29)</sup> によってなされてきた。これらの研究でもっとも問題となる点は、波運動に伴う濃度の時間的变化と平均濃度との関係、拡散係数および基準点濃度の3点である。従来の研究ではそのほとんどが浮遊砂濃度として波の一周期に対する平均濃度で表現されているが、本間・堀川ら<sup>30)</sup> はその時間的变化と平均濃度との関係を実験的に検討している。しかしこれに関する研究も十分満足すべきものではない。またたとえ平均濃度を算定し、その鉛直分布を求めようとする場合でも、拡散係数を何らかの形で仮定する必要がある、上述の諸研究においても種々の仮定がなされているが波運動のもとでの乱れの機構が明らかでない現在、合理的な仮定がなされているとはいえない。

したがって、ここでは拡散係数を仮定して濃度分布を求めるという方法は

とらないで、重複波および進行波による実験ならびに現地観測から得られた浮遊砂濃度を利用して、逆に拡散係数の値を推定し、従来の拡散係数と比較してその適合性および波による底質の浮遊機構について検討しようとするものである。さらに、現地観測では採水器と竹竿式捕砂器とを併用して同時観測を行なったので、捕砂器による捕砂量と平均濃度との関係を求めることができた。これについても若干の考察を加えたい。

## 5.1 実験

### 5.1.1 実験装置および実験方法

#### (a) 実験装置

実験は図1.4.27に示すように、長さ3.0m、幅0.3m、深さ1.0mの片面ガラス張り水槽で行なった。水槽の一端にはフッター式造波機を取りつけ、他端は鉛直壁とした。波の周期は無段変速機により0.5~3.5 secの範囲で変えることができ、波高は造波機のストロークを変えることによって調節できる。

底質としては中央粒径 $d_{50}=0.13\text{ mm}$ 、比重 $S=1.15$ のほぼ均一な塩化ビニール粒を用い、これを鉛直壁と造波機との間の区間250cmにわたり、5cmの厚さに敷き並べた。

浮遊した底質の濃度は図1.4.27に示すFairchild<sup>31)</sup>が用いたとほぼ同様の採水装置で測定した。この装置の主要部は内径6mmの採水ノズル、10ℓの採水びん、ろ過器、圧力計および真空ポンプからなり、どの深さからでも一定の流人

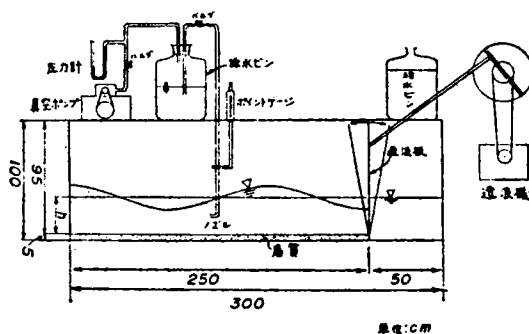


図1.4.27 実験装置

速度で採水できるようにした。

#### (b) 実験方法

実験は重複波による底質の浮遊に限定し、その濃度は重複波の節の位置のみで鉛直方向に測定した。重複波と進行波とでは水粒子の運動もことなり、さらに水槽の長さ方向における濃度の勾配もことなると考えられるので、この実験は厳密には進行波と同じ条件でなされたものではないが、節の位置では水平速度の鉛直分布は進行波と同じであり、さらに重複波の節では水面変動がなく静水面の近くまで浮遊砂濃度が測定できること、波高は進行波に比べて大きくできること、および実験の性質上、比重の軽い底質を使っても浮遊砂が実験区域外に散逸しないこと、などの理由から、重複波を用いても波による底質の浮遊機構を吟味することができると考えた。

実験に用いた波の特性は表 1.4.4 に示すようであって、重複波は水槽の長さ 250 cm とそれぞれ水深 10, 20 および 30 cm に対応する周期を微小振幅波理論によって算出し、これを用いた。波高、波長の測定は写真撮影によった。その方法は波の一周期以上の長い露出時間で、水面形を一枚のフィルム上に撮影し、これを読みとって測定した。図 1.4.28 は実験に用いた重複波の特性を  $H/2L$  と  $h/L$  との関係 ( $H$ : 波高,  $L$ : 波長,  $h$ : 水深) によって示したもので、微小振幅波理論がほぼ適用できる範囲であるのがわかる。

表 1.4.4 実験波の特性

No	水深 (cm)	波高 (cm)	周期 (sec)	波長 (cm)	節数	記号
1	30	8.0	1.15	169	3	○
2	30	10.0	1.15	169	3	⊙
3	30	11.7	1.15	169	3	●
4	30	15.1	1.15	169	3	●
5	20	7.3	1.31	169	3	△
6	20	8.5	1.31	169	3	△
7	20	7.2	1.00	122	4	▲
8	10	1.9	1.70	169	3	○
9	10	4.4	1.70	169	3	●

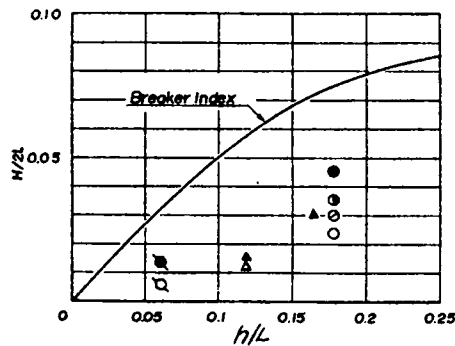


図 1 . 4 . 2 8 実験に用いた重複波の特性

## 5 . 1 . 2 実験結果

図 1 . 4 . 2 9 (a)~(c) は実験によって得られた浮遊砂の平均濃度の鉛直分布を示すものである。実験にあたっては、観察によって浮遊砂濃度が平均的にほぼ定常状態になってから採水を始めた。なおすべての実験において、砂れんは観察されなかった。これらの図から濃度分布の傾向をみると、波高が大きくなると平均濃度も増大するようである。また水底のごく近くにはきわめて濃度の大きい層がみられ、これは栗原・篠原・椿・吉原<sup>32)</sup>が石炭粉を用いて行なった実験の結果と非常によく似た分布形を示している。しかし天然砂を用いた本間・堀川ら<sup>15)</sup>の実験では、海底からの高さで平均濃度との関係を片対数紙上にプロットすると、ほぼ直線に近い分布を示し、上述の結果とはかなりことになっている。

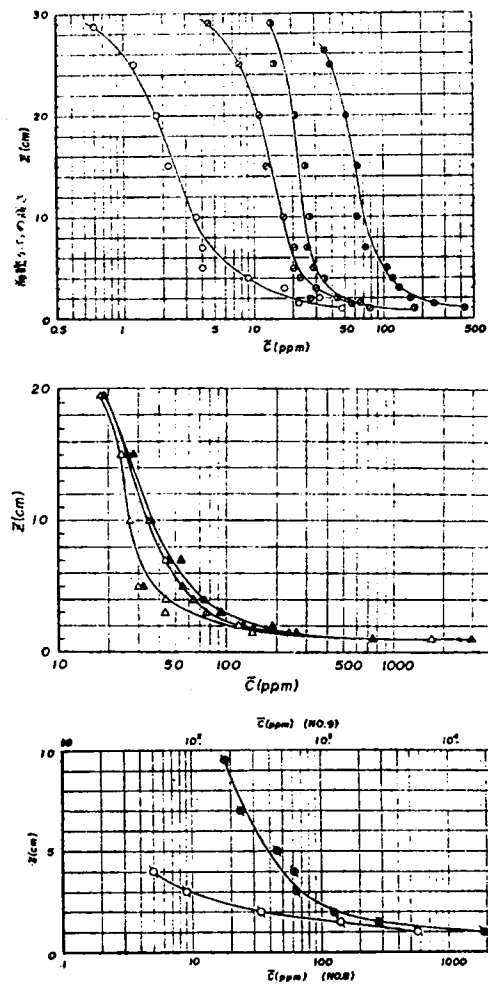


図 1.4.29 平均濃度の鉛直分布

## 5.2 浮遊砂の現地観測

### 5.2.1 観測方法

現地観測は大瀧海岸にある長大棧橋（長さ314.5m、先端の水深約7m）を利用して昭和42年1月17日から20日までの4日間にわたり、毎底断面形状、底質、波浪などの調査とともに、採水器と竹竿式捕砂器とを併用して浮遊砂を採集した。図1.4.30は棧橋平面の概略と観測期間中の棧橋に沿う海底

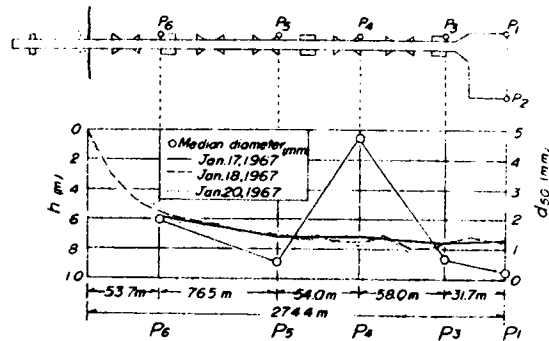


図1.4.30 大瀧海岸の棧橋  
毎底形状および底質粒径

断面形状の変化および底質中央粒径の分布を示すものである。なお図中の $W_1 \sim W_6$ は階段抵抗式波高計の設置位置を示しているが、浮遊砂はこの近辺で採集された。図1.4.31は観測期間中の有義波高および周期を観測位置ごとに示したもので、最大波高は3.20m、その周期はほぼ8.5secであって、 $W_5$ 地点において17日22時に観測された。

表1.4.5は竹竿式捕砂器および採水器による採集期間および採集地点を示すものである。なお図1.4.31に示されている数字は、竹竿式捕砂器（ $N_1 \sim 7$ ）および採水器（ $N_{11} \sim 13$ ）による観測期間を示している。

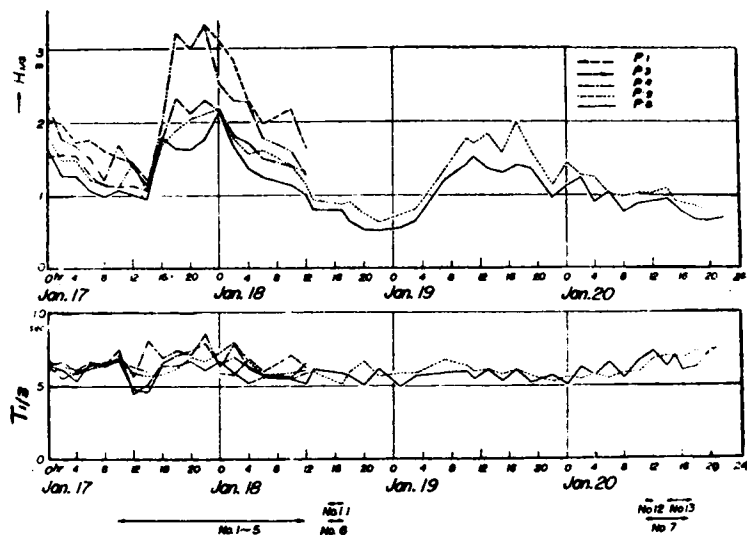


図 1.4.3.1 観測期間中の有義波の特性

表 1.4.5 浮遊砂の現地採集

No.	投入 日時	引上 日時	採集 時間	採集 地点	水深 (m)	観測法
1	17.10	18.10	24	$W_1$	7.5	竹竿式補砂器
2	〃	〃	〃	$W_3$	〃	〃
3	〃	〃	〃	$W_4$	〃	〃
4	〃	〃	〃	$W_5$	7.3	〃
5	〃	〃	〃	$W_6$	6.0	〃
6	18.14	18.17	3	$W_3$	7.0	〃
7	20.11	20.17	6	$W_6$	5.2	〃
11	18.15	—	—	$W_5$	7.0	採水器No.6と同時観測
12	20.11	—	—	$W_6$	5.2	〃 No.7 〃
13	20.15	—	—	$W_6$	5.2	〃 No.7 〃



## 5.2.2 観測結果

北大<sup>28)</sup>で開発された竹竿式捕砂器は、漂砂の実態を定性的に把握しようとする場合、きわめて簡便かつ有効な方法であるが、この方法も現象の定量的関係を究明するには十分でない。漂砂現象の定量的把握が困難な原因の一つは、現地海岸における漂砂の実測がきわめてむずかしいことであって、こうした困難さを打破するた

めには、任意の時間に種々の観測が行なえることが必要である。その一つの方法は海中に突出した棧橋を利用することである。今回の観測の目的は大瀨海岸の棧橋において海岸近くの浮遊漂砂の特性を調べることで、および竹竿式捕砂器による捕砂量と海中の浮遊砂濃度の関係を明らかにすること

にあった。図1.4.32は17日10時～18日10時の24時間におけ

る捕砂量の鉛直分布とその中央粒径を採集位置ごとに示したもので、 $\phi_0$ 地点も最終砕波線より沖側であるが、その分布形はいわゆる「く」の字形ではない。一方、海岸断面に沿う鉛直分布の変化はほとんどみられないが、岸に近づくとき、海面近くの濃度が若干小さくなる傾向がみえる。採集された浮遊砂の粒径はほぼ均一で、海底から海面までそれほど著しい相違はなく、その中央粒径はほぼ0.2～0.3mmであるが、図1.4.30に示す底質の中央粒径よりは、かなり小さいようである。

竹竿式捕砂器による捕砂量と浮遊砂濃度の定量的関係を明らかにするためには、採水器と捕砂器を併用し、同一地点で同時観測を行なわねばならない。

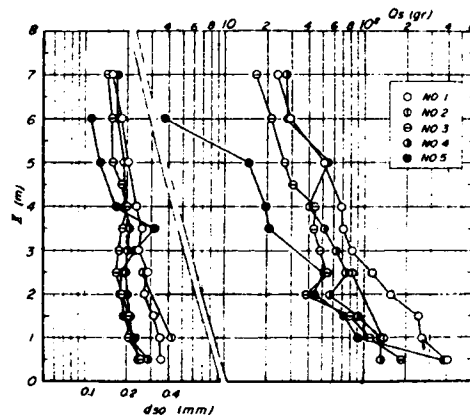


図1.4.32 捕砂量および浮遊砂粒径の鉛直分布

さらに捕砂器を海中に投入している間に波の条件が変われば、当然浮遊砂濃度も捕砂量も変化すると考えられるが、捕砂器では、投中時間中の各時刻における捕砂量を測定することができないから同時観測を行なうさいには、波の条件がほぼ一定の期間を選ぶ必要がある。図1.4.31から明らかのように、18日および20日の実測はこの条件を満たしているといえよう。図1.4.33(a)および(b)はそれぞれ18日と20日に $W_5$ および $W_6$ 地点で行なわれた同時観測の結果を示すものである。この図には捕砂量、浮遊砂濃度の鉛直分布とともに

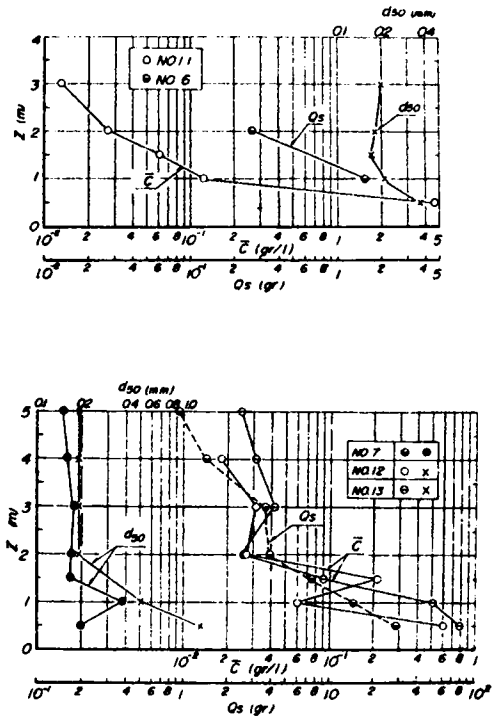


図1.4.33 浮遊砂濃度と捕砂量の鉛直分布

に浮遊砂の中央粒径も示してあるが、採水器による深集量はきわめて少量であるため、その粒径は沈降分析を行なって求めた。これらの図から、浮遊砂濃度と捕砂量の間にかなり密接な関係が存在するようで、その分布形もよく似ている。

竹竿式捕砂器の捕集機構については、すでに福島・柏村<sup>33)</sup>によって実験的に考察されている。これによると、捕砂量と濃度とは比例的関係にあり、その比例定数は竹筒孔を通過する流速に関係することが示されている。しかし実測において竹筒孔の流速を知ることは困難であって、ここでは次元解析

によって濃度と捕砂量の関係を検討する。

いま、竹筒入口の濃度を  $C_i$ 、その出口のそれを  $C_o$  とすると竹筒内における浮遊砂の捕砂率  $E$  は

$$E = (C_i - C_o) / C_i$$

で与えられる。この  $E$  は竹筒内の平均流速  $u$ 、砂粒の沈降速度  $\omega_o$ 、竹筒内の拡散係数  $\epsilon$ 、竹筒内の有効水深  $h$  および竹筒の直径  $D$  などの関数と考えられるが、一般にその関係は

$$E = f(D/h, \omega_o h / \epsilon, u h / \epsilon)$$

のように表わせよう。ただし、 $h$ 、 $\epsilon$  および  $u$  についてはよくわからないため、実用上は  $E$  と波の特性との関係が明らかになればよい。一方、単位時間に竹筒内に流入する浮遊砂量  $q_i$  は竹筒孔の面積を  $A$  とすると  $q_i = C_i A u$  であるから、単位時間あたりの捕砂量  $q_s$  は

$$q_s = E q_i = E \omega_o A (u / \omega_o) C_i$$

と表わせる。そこで  $u / \omega_o = (u h / \epsilon) \cdot (\epsilon / \omega_o h)$  とすると、 $E$  に含ませることができるから、結局

$$q_s / A \omega_o = F C_i$$

なる関係がえられる。波の条件がほぼ一定でかつ同じ大きさの竹筒を用いる場合には、 $E$  も一定値となるであろう。図 1.4.34 は 18 日および 20 日の観測結果から、 $\omega_o = 2.0 \text{ cm/s}$  および  $A = 1.0 \times 5.0 \text{ cm}^2$  として求めた  $q_s / \omega_o A$  と  $C_i$  との関係を示すもので、かなりのばらつきはあるが、 $q_s / \omega_o A$  と  $C_i$  はほぼ比例することがわかる。なお 18 日の関係と 20 日のそれとは若干こととなるが、 $E$  の値は 1 以下であることもわかる。この図では波の条件がそれほど変わらない期間の観測であるため捕砂率  $E$  と波や底質の特性との関係はそれほど明瞭でない。今後こうした観測を繰返してその関係を明らかにする必要がある。

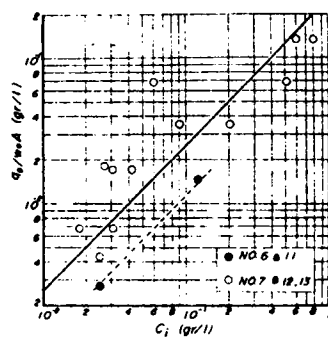


図 1 . 4 . 3 4 捕砂量と濃度の関係

### 5.3 拡散係数について

#### 5.3.1 浮遊砂濃度分布式の検討

波による浮遊砂の濃度分布に対する基礎方程式は、2次元の場合、波の進行方向に  $x$  軸、底面から鉛直上向きに  $z$  軸をとり、それぞれの方向の速度成分を  $u$  および  $w$ 、拡散係数を  $\epsilon_x$  および  $\epsilon_z$  とし、浮遊砂濃度を  $c$  とすれば、一般に次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial (uc)}{\partial x} + \frac{\partial (wc)}{\partial z} \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left( \epsilon_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \epsilon_z \frac{\partial c}{\partial z} \right) + w_0 \frac{\partial c}{\partial z} \quad \dots\dots (1.4.59) \end{aligned}$$

ここに  $t$  は時間であり、 $w_0$  は浮遊砂の沈降速度である。本間・堀川・鹿島<sup>34)</sup>の光電管式濃度計による測定の結果では、波をおこし10波程度以後になると、浮遊砂濃度は平均的に定常となり、それ以後は周期的変化を繰返すようである。この結果を参照すると、浮遊砂濃度  $c$  を時間的平均濃度  $\bar{c}(x, z)$  と平均濃度よりの変動  $c'(x, z, t)$  に分けて取り扱うことができると考えられる。すなわち、

$$c(x, z) = \bar{c}(x, z) + c'(x, z, t) \quad \dots\dots (1.4.60)$$

である。さらに濃度変動の波の一周期  $T$  に対する平均は、

$$\overline{c'(x, z, t)} = \frac{1}{T} \int_0^T c'(x, z, t) dt = 0 \quad \dots\dots (1.4.61)$$

と仮定することも妥当であろう。以上のように仮定すると、 $c'$  は平均濃度からの差であるので、負の値もとりのうるが、つねに  $c > -c'$  でなければならない。拡散係数についてもそれぞれの時間的平均を

$$\bar{\epsilon}_x = \frac{1}{T} \int_0^T \epsilon_x dt, \quad \bar{\epsilon}_z = \frac{1}{T} \int_0^T \epsilon_z dt \quad \dots\dots (1.4.62)$$

とする。いま (1.4.60) 式の関係をも (1.4.59) 式に代入して、その時間的平均をとると、平均濃度  $\bar{c}$  に対する基礎式がえられる。すなわち、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \bar{\epsilon}_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \bar{\epsilon}_z \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right) + w_0 \frac{\partial \bar{c}}{\partial z}$$

$$= \frac{\partial (\overline{c'u})}{\partial x} + \frac{\partial (\overline{c'w})}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x} \left( \epsilon_x \frac{\partial c'}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left( \epsilon_z \frac{\partial c'}{\partial z} \right) \dots (1.4.63)$$

さらに (1.4.59) 式から (1.4.63) 式を引き去れば、濃度変動  $c'$  に対する基礎方程式がえられる。すなわち、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial c'}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u c' - \overline{u c'}) + \frac{\partial}{\partial z} (w c' - \overline{w c'}) \\ & - w_0 \frac{\partial c'}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x} \left( \epsilon_x \frac{\partial c'}{\partial x} - \overline{\epsilon_x \frac{\partial c'}{\partial x}} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left( \epsilon_z \frac{\partial c'}{\partial z} - \overline{\epsilon_z \frac{\partial c'}{\partial z}} \right) \\ & = \frac{\partial}{\partial x} \left[ (\epsilon_x - \bar{\epsilon}_x) \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ (\epsilon_z - \bar{\epsilon}_z) \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right] \\ & - u \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} - w \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \dots \dots \dots (1.4.64) \end{aligned}$$

である。この二つの方程式が波による浮遊砂濃度の基礎方程式を構成する。しかし現在のところ、濃度変動に対する知識はきわめて少なく、現象の実態でさえ十分に把握されているとはいえないので、これを解くことは不可能に近い。一方、(1.4.63) 式で示される平均濃度については、すでに多くの研究が発表されている。しかしその多くは (1.4.63) 式の右辺にある  $c'$  の項を無視するか、あるいは本間・堀川<sup>35)</sup> のようにその右辺が 0 となるように  $c'$ ,  $\epsilon_z$  を仮定するかであった。濃度変動に関する知識が十分にない現在、これらを厳密に検討することは困難であるが、 $c'$  と  $u$  あるいは  $w$ ,  $\epsilon_x$  と  $\partial c' / \partial x$  および  $\epsilon_z$  と  $\partial c' / \partial z$  それぞれの相関関係を調べることによって、その効果を検討することができる。著者の実験では、濃度変動の測定を行っていないので、ここでは本間・堀川・鹿島<sup>34)</sup> の実験結果を参照して  $u$  と  $c'$  の相関関係を調べる。図 1.4.35 は砂れんの山上 1.9 cm および谷上 2.6 cm において測定された  $c'$  から、 $c'/c$  ( $c : c'$  の最大振幅) と  $u/U$  ( $U : u$  の振幅) の関係を示すものであるが、 $u/U$  の値は実測値ではなくて、測定された波高および周期から微小振幅波理論によって換算したものである。したがって底面付近での速度成分  $u$  が理論と一致するならば、底面付近では  $u$  と  $c'$  の間に相関はなく、一応  $\overline{u c'} = 0$  とみなすことができよう。これは  $w c'$  についてもいえる。

つぎに  $\varepsilon_z$  と  $\partial c'/\partial z$  の相関関係については、つぎのように考えることができる。すなわち、本間・堀川・鹿島<sup>34)</sup>の実験によると、波の一周期に対する  $c'$  のピーク数は3～4である。このことは、波の一周期について  $c' > 0$  である頻度と  $c' < 0$  であるそれとはほぼ同程度であり、その振幅もほぼ同じ大きさと考えられる。一方、 $\varepsilon_z$  も時間的に変化はするが、つねに正の値をとるから、 $\overline{\varepsilon_z \partial c'/\partial z} = 0$  と考えてよい。これは  $\overline{\varepsilon_x (\partial c'/\partial x)}$  についてもいえる。

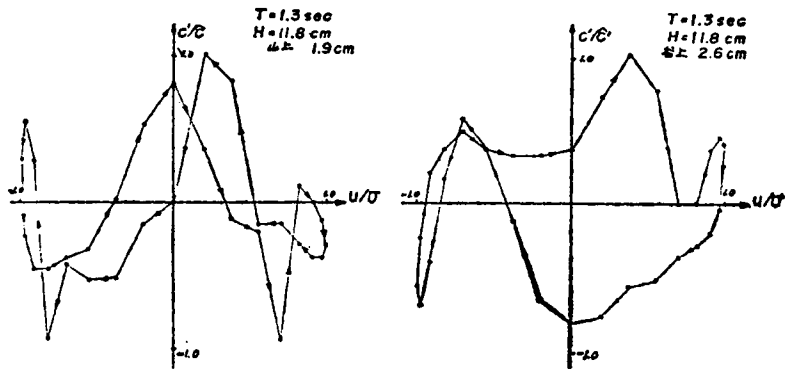


図 1・4・35  $u$  と  $c'$  の相関関係

以上の考察から、(1・4・63)式の右辺は0と考えてよい。なお、普通  $\partial \bar{c}/\partial x$  は  $\partial \bar{c}/\partial z$  に比べて微小であるから、これも無視すると、結局、平均濃度  $\bar{c}$  に対して

$$\frac{d}{dz} \left( \bar{\varepsilon}_z \frac{d \bar{c}}{dz} \right) + w_0 \frac{d \bar{c}}{dz} = 0 \quad \dots\dots\dots (1.4.65)$$

がえられる。この式は従来から取り扱われてきたものとまったく同じであって、 $\bar{\varepsilon}_z$  を合理的に決定することができれば、境界条件

$$\left. \begin{aligned} z = a & \quad \text{で} \quad \bar{c} = \bar{c}_a \\ z = h & \quad \text{で} \quad \bar{\varepsilon}_z \frac{d \bar{c}}{dz} + w_0 \bar{c} = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1.4.66)$$

を用いて解くことができる。

### 5・3・2 拡散係数 $\bar{\epsilon}_z$ の鉛直分布

(1・4・65) 式を  $z$  に関して一度積分し、(1・4・66) 式の第二式の条件を入れると、拡散係数  $\bar{\epsilon}_z$  について、

$$\epsilon_z = - \frac{w_0 \bar{c}}{dc/dz} \dots\dots\dots (1・4・67)$$

が得られる。ここでは重複波および本間・堀川<sup>34)</sup>による進行波の実験、現地観測から得られた浮遊砂濃度分布のなかで、比較的ばらつきの少ない結果に、なめらかな分布曲線を引き、(1・4・67)の関係にもとづいて  $\bar{\epsilon}_z$  の値を算出し、 $\bar{\epsilon}_z$  の鉛直分布について検討する。図1・4・36は重複波の実験で水深30 cm の場合の  $\bar{\epsilon}_z$  の鉛直分布を示すもので、図1・4・37および図1・4・38はそれぞれ水深20 cm および10 cm の場合の  $\bar{\epsilon}_z$  分布を示している。一方、図1・4・39は本間・堀川<sup>34)</sup>の進行波の実験から求めた  $\epsilon_z$  の鉛直分布を、また図1・4・40は本間・堀川・小坂・渡辺<sup>36)</sup>および著者の現地での  $\bar{\epsilon}_z$  の分布を示すものである。なお、本間・堀川らの実験条件、現地での波の特性などは表1・4・6に示すようである。

実験および現地条件

No.	水深 (cm)	波高 (cm)	周期 (sec)	波長 (cm)	実験・現地の別	記号
1	30	11.8	1.3	196	実験	□
2	30	8.6	1.6	253	〃	■
3	30	14.9	1.6	253	〃	▢
4	30	13.7	1.72	273	〃	◊
5	620	67.0	9.9	7440	現地	⊠
11	700	90.0	5.5	3850	現地	⊗

(注) No. 1~5 は本間・堀川の実験、No. 11 は表1・4・5に同じ



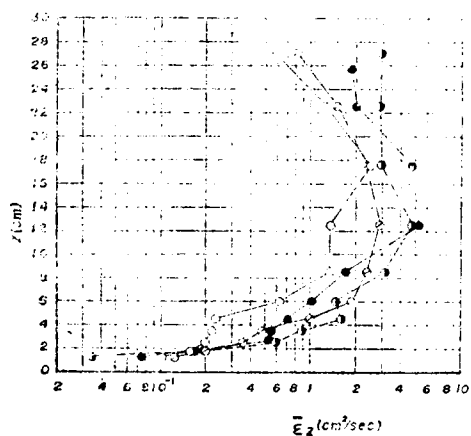


図 1・4・36  $\bar{v}_z$  の鉛直分布  
(重複波;  $h = 30$  cm)

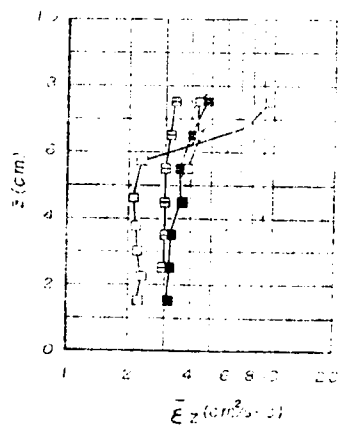


図 1・4・39  
 $\bar{v}_z$  の鉛直分布  
(進行波;  $h = 20$  cm)

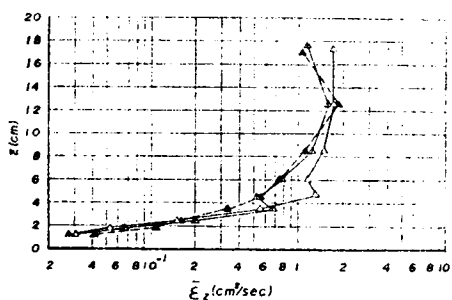


図 1・4・37  $\bar{v}_z$  の鉛直分布  
(重複波;  $h = 20$  cm)

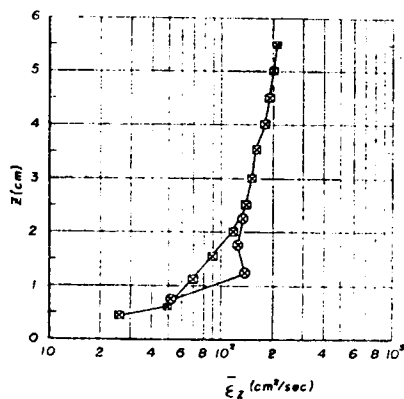


図 1・4・40  
 $\bar{v}_z$  の鉛直分布 (現地)

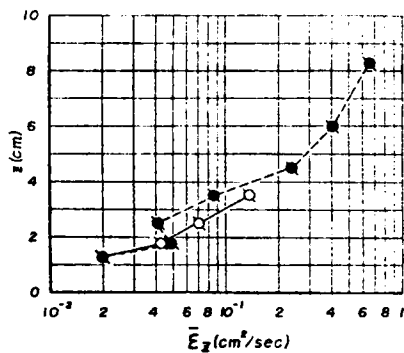


図 1・4・38  $\bar{v}_z$  の鉛直分布  
(重複波;  $h = 10$  cm)

これらの図から、 $\bar{\epsilon}_z$ の値は海底からの高さ $z$ によって変わることが明らかで、その傾向を列挙すると、1) 重複波の実験の場合、 $\bar{\epsilon}_z$ の値は底面付近では急激に大きくなり、それに続く中間層ではほぼ一定になる。さらに水面付近ではまた小さくなる。2) 著者の実験による $\bar{\epsilon}_z$ の値は底面付近では本間・堀川の実験によるそれより非常に小さく、著しい相違を示している。これは、進行波と重複波の違いというよりも、砂れんの存在が重要な要素であるように思う。著者は実験で底質として塩化ビニール粒を用いたが、底面に砂れんはみられなかった。一方、本間・堀川は底質として自然砂を用い、砂れんが発達したこと、およびその砂れんが大きく影響することを指摘している。したがって、砂れんが発達が底面付近の乱れに大きな影響を与えるために、 $\bar{\epsilon}_z$ の値が大きくなったものと考えられる。3) 現地の $\bar{\epsilon}_z$ の分布は重複波のそれに近く、砂れんの影響はほとんどみられないようである。4) 現地の $\bar{\epsilon}_z$ の値は底面付近を除いてはほぼ $10^2 \text{ cm}^2/\text{sec}$ の大きさであるが、実験のそれはほぼ $1 \text{ cm}^2/\text{sec}$ である。

以上の結果を要約すると、重複波および進行波の実験ならびに現地観測のそれぞれに対する $\bar{\epsilon}_z$ の分布形はかなりことなり、とくに底面付近では砂れんの効果が $\bar{\epsilon}_z$ の鉛直分布に入るようである。

つぎに、従来から提案されている $\bar{\epsilon}_z$ の分布式の二・三について、実験から求めた分布と比較し、これらの各式の適合性を検討するとともに、波のもつ交換作用について若干の考察を加えよう。

本間・堀川は最初、拡散係数 $\bar{\epsilon}_z$ を混合距離との類推から

$$\epsilon_z = \beta b^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \dots\dots\dots (1.4.68)$$

のように仮定した。ここに、 $\beta$ は比例定数、 $b$ は水粒子軌道の鉛直軸長、および $u$ は水平方向の速度成分である。いま波高を $H$ 、周期を $T$  ( $\omega = 2\pi/T$ )、波長を $L$  ( $k = 2\pi/L$ )、水深を $h$ とすると、 $b$ および $u$ はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} b &= (H/2) \sinh kz / \sinh kh \\ u &= (\pi H/T \sinh kh) \cosh kz \cdot \sin(kx - \omega t) \end{aligned} \right\} \dots\dots (1.4.69)$$

で表わされる。ところが、水粒子は重複波の節の位置では鉛直方向に移動しないので、この場合には(1.4.68)式を適用することができない。その後、

本間・堀川は混合距離  $l$  に別の仮定をもうけ

$$l = k \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \left/ \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right| \quad (k: \text{Karman 定数})$$

のように表わし、 $\epsilon_z$  に対して

$$\epsilon_z = k^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right|^3 \left/ \left( \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)^2 \right|$$

をえた。これに (1・4・69) 式で示される速度成分  $u$  を用いて

$$\epsilon_z = \frac{1}{K} \frac{HL}{T \sinh kh} \cdot \frac{\sinh^3 kz}{\cosh^2 kz} \quad \dots\dots\dots (1・4・70)$$

を導いた。ここに  $K$  は比例定数である。いま (1・4・70) 式の  $\bar{\epsilon}_z$  に対する無次元量を  $\epsilon_H^*$  と表わすと、

$$\epsilon_H^* = \frac{\bar{\epsilon}_z}{HL/T \sinh kh} = \frac{1}{K} \frac{\sinh^3 kz}{\cosh^2 kz} \quad \dots\dots\dots (1・4・71)$$

がえられる。図 1・4・41 および図 1・4・42 は重複波、進行波および現地観測から求めた  $\epsilon_H^*$  と  $kz$  の関係を示すもので、図中の実線は  $K$  の種々の値に対する (1・4・71) 式の関係を示している。実験および現地の  $\epsilon_H^*$  の値はかなりばらついているが、重複波の場合、 $kz$  の値がほぼ 0.3 より小さい範囲では、 $\epsilon_H^*$  の分布は (1・4・71) 式の傾向とかなりよく一致している。しかし  $kz$  の値がそれより大きくなると、(1・4・71) 式とはまったく一致せず、 $K$  の値が大きくなる。このため本間・堀川は定数  $K$  も  $kz$  に関係するとして取り扱っているが、濃度分布を求めるさいには、一定の定数として計算している。さらに  $kz$  の値が大きくなると  $\epsilon_H^*$  の値は極大値より小さくなる。これは水面の影響とも考えられるが、水深 20 cm およびとくに 10 cm の場合には、それほど顕著でない。この理由については明らかでない。

一方、現地の  $\epsilon_H^*$  は重複波のそれと若干ことなり、 $kz$  の値がかなり小さい領域でも、 $\epsilon_H^*$  の分布は (1・4・71) 式の傾向とは一致しない。また進行波のそれも (1・4・71) 式とはまったく一致せず、測定範囲内で  $\epsilon_H^*$  の値はほぼ一定である。これは砂れんの影響が大きいためと考えられ、(1・4・71) 式は底面粗度が大きい場合には適用できないと考えられる。

つぎに岸<sup>37)</sup>は梶浦<sup>38)</sup>と同様に拡散係数の分布を

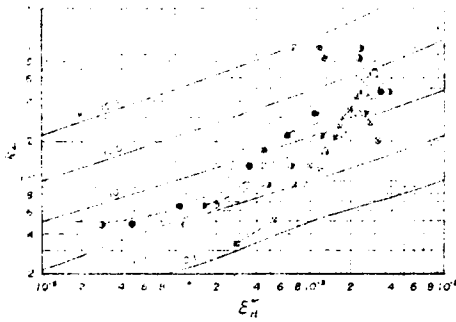


図 1・4・41  $\epsilon_H^*$  と  $kz$  の関係(1)

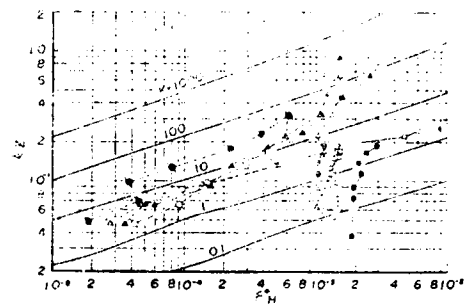


図 1・4・42  $\epsilon_H^*$  と  $kz$  の関係(2)

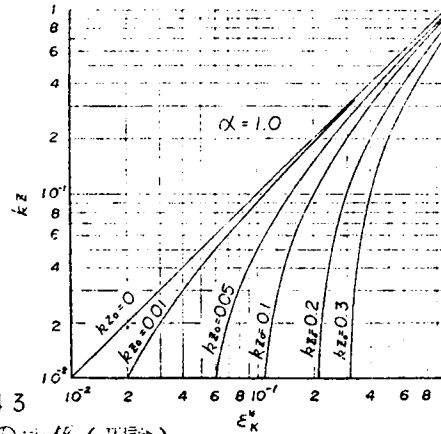


図 1・4・43  $\epsilon_K^*$  と  $kz$  の関係(理論)

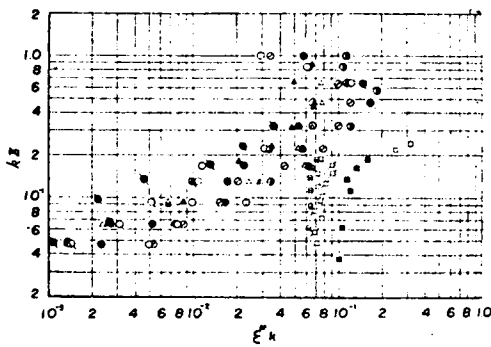


図 1・4・44  $\epsilon_K^*$  と  $kz$  の関係(実験)

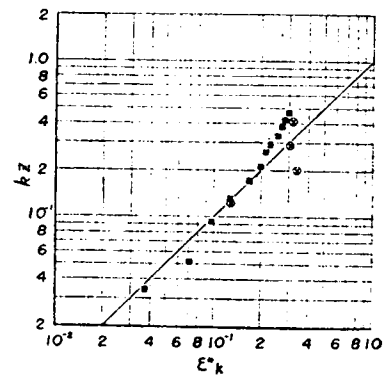


図 1・4・45  $\epsilon_K^*$  と  $kz$  の関係(現地)

$$\bar{\epsilon}_z = \alpha k u_{B*} (z + z_0) \dots \dots \dots (1.4.72)$$

と仮定した。ここに  $\alpha$  は比例定数、 $k$  は Karman 定数、 $z_0$  は roughness length であり、 $u_{B*}$  は最大摩擦速度に比例する摩擦速度である。いまこの  $\bar{\epsilon}_z$  を無次元化して、これを  $\epsilon_{K*}$  とおくと、

$$\epsilon_{K*} = \frac{k \bar{\epsilon}_z}{k u_{B*}} = \alpha k (z + z_0) \dots \dots \dots (1.4.73)$$

と表わせる。図 1.4.43 は上の関係を  $\alpha = 1.0$  の場合について、 $kz_0$  をパラメータとして示したもので、もし  $\alpha \neq 1.0$  の場合には  $\epsilon_{K*}$  の軸にそって  $\log \alpha$  だけ平行移動すればよい。また  $kz_0 = 0$  の場合すなわち底面が滑面の場合には  $\epsilon_{K*}$  は  $kz$  に比例する。図 1.4.44 は重複波および進行波の実験から求めた  $\epsilon_{K*}$  と  $kz$  の関係を、図 1.4.45 は現地における同様の関係を示すものである。この場合、 $u_{B*}$  の値は層流境界層理論および根浦の理論の両方から計算によって求めたが、その結果にはそれほど大きな差異は認められなかったので、厳密ではないが、ほぼ確からしい値と考え、計算値をそのまま用いて  $\epsilon_{K*}$  の値を算出した。これらの図から、重複波の場合、 $kz \leq 0.3$  では、 $\epsilon_{K*}$  の分布は (1.4.73) 式と一致しないで、むしろ  $(kz)^{0.5}$  に比例するようである。 $kz \geq 0.3$  の場合にはその分布はきわめて複雑である。進行波の場合には  $kz_0$  に適当な値を与えると  $\epsilon_{K*}$  の分布と (1.4.73) 式はほぼ一致するようであるが、 $kz \geq 0.3$  の実験値がないので、この領域でもなりたつかどうかかわからない。現地の場合には  $kz \leq 0.2$  の範囲において、 $\epsilon_{K*}$  は  $kz$  に比例するようになって、 $kz_0$  は 0 である。しかし、 $kz \geq 0.2$  では重複波と同様に  $\epsilon_{K*}$  の値はほぼ一定になる。また、どの場合でも、 $\alpha$  の値は一般に 1.0 より小さいことがわかる。

以上、 $\bar{\epsilon}_z$  の分布について従来の  $\bar{\epsilon}_z$  分布式と比較検討してきたが、その結果を要約するとつぎのようである。

本間・堀川の  $\epsilon_H^*$  分布式および岸の  $\epsilon_{K*}$  分布式のいずれも  $kz \geq 0.2$  では一致しないことがわかる。いま、乱流境界層の厚さ  $\delta_B$  を  $150 \delta$  とすると、著者の実験における最大周期 1.7 sec の場合、 $\delta = 0.052 \text{ cm}$  であるから、 $k\delta_B \approx 0.3$  となる。一方、実験における浮遊砂濃度の測定は  $kz \geq 0.05$  の領域で行なわれている。したがって、この場合の  $\epsilon_z^*$  は境界層内における値を示して

いると考えられる。底質の浮遊が境界層内の乱れに起因するものならば、第2章で示したように、渦動粘性係数はそれぞれの層においてことなつた値をとることから考えても、以上のように拡散係数を単層モデルとして取り扱うことには疑問がもたれる。一方、図1・4・45の現地観測結果をみると、現地では底面が滑面であっても、波による乱れは十分に発達していると考えられ、この場合には  $kz \leq 0.2$  の領域に対して(1・4・71)式よりむしろ(1・4・73)式を適用する方が妥当であることを示している。同様に天然砂を用いた実験では底面によく砂れんが発達する。したがって、この場合には底面が粗面であつて、これによる乱れが発達するので、現地の現象とはかなりことなり、roughness length を考慮した(1・4・73)式が適用されることを示している。しかし、この式においても  $kz$  の値が大きい場合には実験結果とは一致しない。このことはやはり単層モデルを用いて拡散係数を表わすことが非常にむづかしいことを示している。

## 第6節 結 語

以上、波による底質の移動に関連する二、三の基礎的問題をとりあげて検討してきたがその成果を要約するとつぎのようである。

まず、第1節では、波による砂礫の移動に関する従来の研究の概要を述べるとともに、漂砂の移動型式や移動量に関連する問題点について考察し、漂砂量を適確に算定するためには、なお、漂砂の移動機構について明らかにすべき多くの問題が残されていることを指摘した。

第2節および第3節においては、それぞれ波による底質の移動限界ならびに砂れんの発生限界について考察するために、海底面上の単一砂粒に作用する流体力を第2章で述べた波動境界層理論を適用して検討し、従来ほとんど取り扱われていなかった波動乱流境界層における底質の移動限界を明らかにするとともに、これに関する詳細な実験を行なつて、理論の妥当性を確認した。また、砂れんの発生の問題は、底質の移動限界と密接な関係をもつが、現象がきわめて複雑であるために、その機構を力学的に解析することは非常に困難であり、どうしても実験によって発生限界に及ぼす諸要素の効果を見

い出す必要がある。したがって、ここでは、底質の移動限界と関連してこの問題を取り扱った。第2および第3節でえられた主な成果を示すとつぎのようである。

(1) 底質の移動限界は、波動による限界掃流力の無次元表示  $u_{0l}^{*2}/\{(a/\rho)-1\}$   $gd \tan \phi$  を  $u_{0l}^* d/\nu$  および  $u_0 \delta/\nu$  の関数として表示すればよいこと、および  $u_{0l}^* d/\nu$  の値が大きくなると  $u_0 \delta/\nu$  の効果が顕著になることが明らかとなった。

(2) 乱流境界層の場合、移動限界に及ぼす粗度の効果を理論的に明らかにしたが、ここで行なった計算の範囲では、粗度の効果がそれほど顕著でなく、実験結果も誤差の範囲内に入ることが明らかにされた。

(3) 上述した砂の移動限界の理論から、移動限界水深  $h_c/L_0$  は  $d/H_0$ ,  $\delta/H_0$ , および  $H_0/SL_0$  の関数として表わされることが示された。

(4) 砂れんの発生限界もやはり、掃流力の無次元表示を、 $u_{0l}^* d/\nu$  および  $u_0 \delta/\nu$  の関数で表示できること、および  $u_{0l}^* d/\nu$  の値が大きくなると、移動限界と発生限界がほぼ等しくなることが明らかにされた。

第4節においては、掃流漂砂に関する基礎的問題について考察するため、tracer 物質を用いて実験を行ない、波動による掃流漂砂量に関して、水粒子の往復運動の速度や振幅および2次的な質量輸送がきわめて重要な役割をはたすことを明らかにするとともに、従来用いられてきた漂砂量測定法について批判を加え、今後如何なる方法で漂砂量を測定すべきであるかその方針を示した。

最後に、第5節においては、浮遊漂砂に関する実験および観測を行なった結果について言及し、浮遊漂砂量算定のために必要な漂砂の浮遊機構、とくに拡散係数の鉛直分布についてその特性を吟味し、波による交換作用について検討してきた。この拡散係数は場所により、また波の特性により変化することを確かめたが、さらに底面付近では底面粗度とくに砂れんの影響を受けることを確かめた。なお、従来から提唱されている拡散係数についても実験結果と比較したが、単層モデルによる従来の仮定では十分満足すべき結果がえられないことが明らかとなった。

また現地観測でよく用いられる竹竿式捕砂器は海中の濃度に比例する量の

浮遊砂を捕集するが、その比例定数は竹筒の諸元を一定にしたとき、波の特性および浮遊砂のそれによって決定されるようである。

以上、本章においては、波による底質の移動に関する基礎的研究として、底質の波による移動限界を明らかにし、さらに、漂砂の移動の問題を移動型式別にとりあげて、水理学的な機構の解明を試みてきた。ここでえられた成果はかならずしも工学的要請に解答を与えているとはいえないが、今後こうした方面の研究に役立つものであると信ずる。



## 参 考 文 献

- 1) Kalkanis, G.: Transportation of Bed Material due to Wave Action, U.S. Army Coastal Engg. Research Center, Tech. Memo. No. 2, 1964.
- 2) Monohar, M: Mechanics of Bottom Sediment Movement due to Wave Action, B.E.B., Tech. Memo. No. 75, 1955.
- 3) 石原藤次郎・樫木 亨 : 漂砂の移動限界流速, 限界水深および移動量について, 第7回海岸工学講演会講演集, 1960, pp. 47~57.
- 4) Goddet, J.: Etude du Début D'entraînement Des Matériaux Mobiles sous l'Action de la Houle, La Houille Blanche, No. 2, 1960, pp. 122-135.
- 5) 佐藤昭二・田中則男 : 水平床における波による砂移動について, 第9回海岸工学講演会講演集, 1962, pp. 95~100.
- 6) 堀川清司・渡辺 晃 : 波による砂移動に関する一考察, 第13回海岸工学講演会講演集, 1966, pp. 128~134.
- 7) Kajiura, K.: On the Bottom Frictional Stress in a Turbulent Oscillatory Flow, Recent Studies on Tsunami Run-up, U.S.-Japan Cooperative Scientific Research, April, 1965, No. 27.
- 8) Vincent, G.E.: Contribution to the Study of Sediment Transport on a Horizontal Bed due to Wave Action, Coastal Engg., 1958, pp. 326-354.
- 9) Inman, D.L. and A.J. Bowen: Flume Experiments on Sand Transport by Waves and Currents, Proc. 8th Conf. on Coastal Engg., 1963, pp. 137-150.
- 10) Yalin, S.D. and R.C.H. Russell: Similarity in Sediment Transport due to Waves, Proc. 8th Conf. on Coastal Engg., 1963, pp. 151-167.

- 11) Kamphius, J.W.: Mathematical Simulation of Bottom Sediment Motion by Waves, Proc. 10th Conf. on Coastal Engg., Vol. I, 1966, pp. 766-789.
- 12) 福島久雄・柏村正和：漂砂とその測定（第4報），第6回海岸工学講演会講演集，昭34. 11月 pp. 57~62.
- 13) 福島久雄・柏村正和：漂砂とその測定（第5報），第7回海岸工学講演会講演集，昭35. 11月， pp. 41~46.
- 14) 福島久雄：漂砂測定法，水工学シリーズ65-15，1965，10p.
- 15) 本間 仁・堀川清司ほか：第15回，18回，19回，21回  
土木学会年次学術講演会講演概要。
- 16) 服部昌太郎：重複波による底質の浮遊機構，第16回海岸工学講演会講演集，昭44. 12月， pp. 147~152.
- 17) Collins, J.I.: Inception of Turbulence at the Bed under Periodic Gravity Waves, J.G.R., Vol. 68, 1963, pp. 6007-6014.
- 18) Morison, J.R. and M.P. O'Brien: The Forces Exerted by Waves on Objects, Trans. A.G.U., Vol. 33, No. 7, 1952, pp. 32-38.
- 19) 岩垣雄一：限界掃流力の流体力学的研究，土木学会論文集，第41号，1956， pp. 1~21.
- 20) 佐藤清一・岸 力：漂砂に関する研究(7)，波動による海底せん断力と底質の移動，建設省土木研究所報告，第85号-6，1952.
- 21) 栗原道德・篠原謹爾・椿東一郎・吉岡益男：波による海浜の砂移動，海岸工学講演会講演集，1956， pp. 151~158.
- 22) Liu, H.K.: Mechanics of Sediment-ripple Formation, Proc. ASCE, Vol. 83, No. HY2, 1957, pp. 1-23.

- 23) 本間 仁・堀川清司: Suspended Sediment due to Wave Action, Coastal Eng., 1963, pp. 168-193.
- 24) Inman, D.L.: Wave-generated Ripples in Nearshore Sands, B.E.B., Tech. Memo. No. 100, 1957.
- 25) 岩垣雄一・樺木 亨: 海浜の平衡勾配と碎波による砂移動に関する実験, 第2回海岸工学講演会講演集, 昭30.11月, pp. 99~105.
- 26) 岩垣雄一・樺木 亨: 海岸の平衡勾配に関する二・三の問題について, 京都大学防災研究所創立5周年記念論文集, 昭31.11月, pp. 233~240.
- 27) Russell, R.C.H. and J.R.J. Dyke: The Direction of Net Sediment Transport Caused by Waves Passing Over a Horizontal Bed, Tenth Congress of I.A.H.R., Vol. 1, 1963, pp. 41-46.
- 28) たとえば, 福島久雄: 漂砂測定法, 水工学シリーズ, 65-15, 昭40.8, 10p.
- 29) 岸 力雄か: 第19回, 20回, 21回土木学会年次学術講演会講演概要
- 30) Hom-ma, M. and K. Horikawa: A Laboratory Study on Suspended Sediment due to Wave Action, 10th Congress of I.A.H.R., Vol. 1, 1963, pp. 213-220.
- 31) Fairchild, J.C.: Development of a Suspended Sediment Sampler for Laboratory Use under Wave Action, Bulletin of B.E.B., Vol. 10, No. 1, 1956, pp. 41-60.
- 32) 栗原道徳・篠原謹爾・樺東一郎・吉岡益男: 波による海浜の砂移動, 第3回海岸工学講演会講演集, 昭31, pp. 151~158.
- 33) 福島久雄・柏村正和: 漂砂とその測定(第5報), 第7回 海岸工学講演会講演集, 昭35.11, pp. 41~45.

- 34) 本間 仁・堀川清司・鹿島遼一：波による浮遊砂に関する研究，第 1 1 回海岸工学講演会講演集，昭 3 9. 1 1， p p. 1 5 9 ~ 1 6 8.
- 35) Hom-ma, M. and K. Horikawa: Suspended Sediment due to Wave Action, Proc. of 8th Conf. on Coastal Engineering, 1963, pp. 168-193.
- 36) 本間 仁・堀川清司・小坂英治・渡辺 晃：砂れんによる流速変動に関する実験的研究，第 2 1 回年次学術講演会講演概要，昭 4 1. 5， p p. 8 6 - 1 ~ 3.
- 37) 岸 力：波動による底質の浮遊に関する研究ノート，海岸災害研究ニュース，第 2 号，昭 3 9，
- 38) Kajiura, K.: On the Bottom Friction in an Oscillatory Current, Bull. Earthq. Res. Inst., Vol. 42, 1964, pp. 147-174.

## 第2編 海岸漂砂に伴う地形変化に関する研究

### 第1章 序 論

緒論で述べたように、浅海領域や砕波帯を移動する漂砂は、海岸侵食、港湾埋没、河口閉塞などの災害を誘発するが、これらの問題は、現象が複雑でかつ地理的要素を含んでいるため、その解明がおくれ、海岸工学上緊急に解決をせまられている重要な課題の一つになっている。しかし、これらの問題を解決するためには、漂砂の供給源、漂砂の水理とその特性、漂砂量とその分布などに関する基礎的研究と、それらを統一的に考察する方法論の確立が必要である。

こうした現状において、著者は漂砂の水理的な解明に第一歩を進め、第1編において述べたような成果をえてきた。しかしながら、これらの成果は、微視的な立場から、2次元の波動運動と水平床における漂砂の移動機構という非常に限定された条件のもとで取り扱われたものであって、砕波帯における現象も含めた非常に広範な海岸の地形変化を十分説明するにはいたっておらず、なお両者の間に大きな懸隔が存在している。

本編においては、こうした懸隔をできるかぎりうずめるという目的で、海岸地形変化の典型的な問題である海岸侵食、港湾埋没、河口閉塞などの現象を取りあげ、第1編においてえられた成果とその水理学的手法をできるだけ導入して、この複雑な現象の解明を試みる。

しかし、一般にこうした地形変化を引き起こす外力は、時間的にも場所的にも変化するため、地形変動の機構を力学的に解析することは、きわめて困難であって、どうしても現地観測や実験を系統的に行なって、それらに及ぼす諸要素の効果について検討し、地理的あるいは気象的要素を含んだ地域特性を取り除いて、漂砂に関する普遍的関係を見い出す必要がある。したがって、本編においても、こうした方法によって地形の変動を論ずる。

以上のような観点から、まず、第2編第2章では、わが国海岸における海

浜変形について二、三の実例を紹介し、その問題点を明らかにするとともに、2次元波動水槽を用いて波の作用による海浜変形の実験を行ない、海浜の平衡勾配や沿岸砂州の発生限界について検討し、さらにこれらの結果を現地海岸へ適用する場合に問題となる縮尺効果についても考察を加える。ついで、第3章では、わが国における港湾埋没の実態を二、三の実例について説明し、港湾の埋没機構が多種多様であって、一律に論ずることが非常に困難なことを示し、一漁港の港湾埋没機構を模型実験によって解明した結果について述べ、海岸工学上の実際的問題解決のために、漂砂模型実験が非常に有用なことを示す。最後に、第4章では、海岸における最も複雑な現象の一つである河口閉塞の問題を取り上げ、それらに及ぼす波および河川流の影響を実験および現地観測の資料から検討し、波による河口閉塞の過程および河川流による砂州崩壊と河川流そのものの挙動について考察する。

## 第2章 海浜変形に関する研究

### 第1節 概 説

砂浜海岸では波や流れのために、海底の砂礫が移動し、その結果として海浜の地形が変動する。この現象を解明するためには、波や流れによる漂砂の運動機構、漂砂の移動方向や漂砂量と海浜変形の間関係を明らかにしなければならない。しかしこの現象はきわめて複雑であるため、漂砂の力学的な運動機構にもとづいて海浜の変形過程を論じたものは、Eagleson, Glennie および Dracup<sup>1)</sup>によってなされた沖浜領域の海浜縦断形状を解析的に求めようとする試み以外にはほとんどみられない。従来の海浜変形に関する研究はそのほとんどが実験的研究であって、米国における J. W. Johnson<sup>2)</sup> の平衡勾配に関する研究、Rector<sup>3)</sup>、Watts<sup>4)</sup>、Scott<sup>5)</sup> および Saville<sup>6)</sup> の実験的研究、わが国における岩垣・樫木<sup>7)</sup>、栗原・篠原・椿・吉岡<sup>8)</sup>、本間・堀川・鮮干<sup>9)</sup>、などの研究を挙げることができる。しかしこれらの研究はそのほとんどが2次元水槽におけるもので、海浜変形に及ぼす波や底質の効果を定性的に明らかにしてきたが、多くの研究者が指摘しているように、実験結果と現地のそれとはかならずしも一致しない。これは現地での現象と実験でのそれがことなるためと考えられ、精度の高い現地観測を行なって、長期間にわたる資料を収集し、現象を適確に把握することが必要であると思われる。

また、最近、海浜変形の変動に影響を及ぼす諸要素の効果を、漂砂の力学的運動機構にもとづいて解明することが困難なため、現地海岸の調査記録から連続相関解析<sup>注)</sup>によって求めようとする試みが Harrison および Krumbein<sup>10)</sup> や Harrison, Pore および Tuck<sup>11)</sup> によってなされた。さらに本間・鮮干 (Sonu)<sup>12)</sup> や Russell および Sonu<sup>13)</sup> は現地調査にもとづいて、海浜地形の形態特性や安定性と波の作用との関係を地形学的に考察しようと試みた。

以上のように，海浜変形や漂砂に関する現地観測や実験的ならびに理論的研究はかなり古くからなされ，すでに数多くの論文や報告が発表されている。こうした研究は漂砂現象に関する知識を豊かにはしてきたが，しかしまだ海浜の変形過程や漂砂の移動機構に本質的な説明を与えるにはいたっていないように思われる。その原因については種々考えられようが，漂砂現象はきわめて複雑であり，かつ高波浪時に集中するため，観測が困難となり，現象の適確な把握ができないこと，これに関係する要素があまりにも複雑多岐にわたり現象そのものが不確定であること，局地的な地域特性が存在するため一般的関係が見出しにくいことなどあげることができよう。したがって，こうした障害を打破するためには，多数の海岸において長期間にわたり現地調査を実施し，資料を収集して，これら多数の資料から普遍的な法則を見出す必要がある。

さらに，実験は関与する要因を限定して現象を単純化し，容易に支配要因の効果を見出すことができるので，こうして得られた実験の成果と現地調査の結果を対比することによって，海浜の変形過程を検討することも必要である。

このような観点から，本章では，第2節で，著者が過去において実施した現地調査の資料から現地海岸の海浜地形とその変化について詳細に述べる。ついで，第3節においては，海浜変形に関する実験を行ない，主に，海浜平衡断面形，沿岸砂州の発生限界について，従来の研究と比較検討し，その問題点を明らかにする。さらに，現地資料と実験結果の対比において，あるいは実験結果の現地海岸への適用に際して問題となる海浜変形の縮尺効果についても詳細に検討する。

---

注) 樫木<sup>14)</sup>は Sequential Regression Analysis を上記のように訳している。



## 第2節 現地海岸の地形変化

第1節で述べたように、各地海岸の地形に関する資料を収集して、これらの資料から何らかの普遍的な関係を見い出すことはきわめて重要である。著者はこうした観点から、過去においてわが国沿岸各地の海岸地形について現地調査を行なうとともに、これに関する資料を収集してきた。本節では、そのうちの新潟県大潟海岸、富山県四方海岸および兵庫県東播海岸をとりあげて、それぞれの海岸における地形とその変化特性を比較検討して問題点を明らかにする。

大潟海岸の特徴は、長大栈橋や人工島が存在することであり、それ以外には何ら海岸構造物がまったく存在しない自然海岸であるということであり、また富山湾の湾奥にある四方海岸は海谷の先端が海岸線近くまでせまっているというのが特徴である。さらに、兵庫県東播海岸は高さ10～15mの海食崖が存在することと、激しい潮流の作用を受けることが特徴としてあげられる。

まず最初到大潟海岸について検討しよう。大潟海岸は新潟県直江津市の東方約10kmのところにある砂浜海岸である。海浜変形や漂砂現象を取り扱う場合、現地調査や観測の重要性が次第に認識されるようになってきたが、こうした海岸調査には気象・海象などを含めた総合的観測が必要なうえ、さらに高波浪時の観測を欠かすことができないため、技術的に非常な困難が伴った。こうした悪条件を克服するために、とくに注目されるのは栈橋による観測であろう。

米国では、すでにScripps pierとして知られているように、研究用の栈橋を用いてShepard・La Fond<sup>15)</sup>やJ. W. Johnson<sup>2)</sup>が20数年前にこうした観測を行ない、また最近では米国各地の海岸に存在するfishing pierを利用して盛んに観測が続けられている。

一方、わが国では、戦後まもなく、速水・石原・岩垣<sup>16)</sup>が鳥取県海岸の侵食調査をはじめてのち、各地で数多くの調査が行なわれてきたが、栈橋を用いた観測はいまだ行なわれていないようである。

大潟海岸には延長約300mの長大栈橋が海岸線にほぼ直角に突出し、さ

らに栈橋の東北，距岸 1.3 Km の沖合および西北，距岸 2.5 Km の沖合にそれぞれ第二および第三人工島があり，かつそれ以外には何ら人工的海岸構造物が存在しない。これは大潟海岸が自然海岸であることを示すものであって，これらの施設を利用して漂砂や海浜の変形機構を研究しようとする場合，大潟海岸はきわめて好都合な条件をそなえているといえよう。この節では，1967 年 7 月に行なった深淺測量および底質採集の結果にもとづいて，大潟海岸の長大栈橋付近の地形や底質の特性について述べる。

図 2・2・1 は音響測深器を用いて行なった深淺測量（長大栈橋を中心にして東西にそれぞれ 1 Km の区域）の結果を示すものである。なお図中のハッチをほどこした部分は沿岸砂州を示し W～O～E は 200 m 間隔にとられた測線を示している。

図 2・2・2 は図 2・2・1 に示す測線上の海底断面形状を示したものである。

これらの図から，この海岸の汀線はほぼ直線で，その

方向は W S W ～ E N E であること，また沖浜領域にあたる水深 7 m より沖側の等深線は，汀線にほぼ平行であり，その勾配もいずれの断面でも  $1/100$  とほぼ一様であって，この海岸の沖浜は単純な形状をしていることがわかる。

図 2・2・3 は新潟県西海岸，富山県四方海岸とともに大潟海岸の海底断面形状を示したもので，大潟海岸のそれはこれら日本海沿岸各地の沖浜断面形と比較しても，著るしい相違はみられないようである。

一方，水深 7 m より岸側の外浜は単純な形状をもつ沖浜とはことなり，その様相はかなり複雑である。この領域でみられる特徴の一つは長さほぼ 200

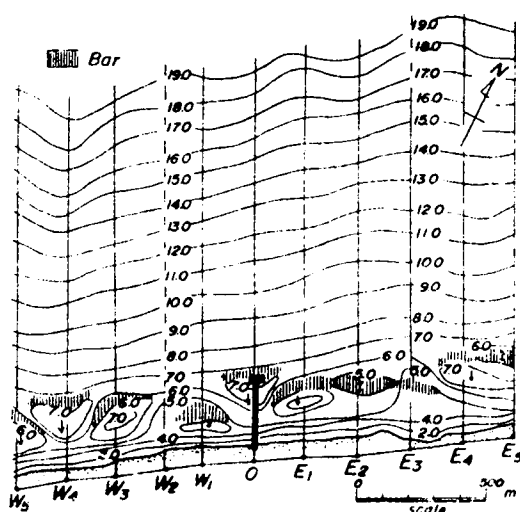


図 2・2・1 大潟海岸の等深線図

m (最大ほぼ500m)の孤状の沿岸砂州である。このような海岸における海底縦断形状は図2・2・2のE<sub>1</sub>およびW<sub>2</sub>で示されるstep型のいわゆる正常海浜と、その他のbar型のいわゆる暴風海浜とが混在する。孤状沿岸砂州の存在はすでに、King<sup>17)</sup>による地中海沿岸の調査や本間・鮮干<sup>12)</sup>の日本各地の海岸調査によって報告されている。こうした沿岸砂州の発生・発達には2次元水槽による実験では説明できないし、また定説もないが、Kingはこれの発生・発達についてつぎのように説明している。すなわち、方向のこととなる二組の波が海岸に襲来すると、それぞれの波峯に平行な砂州が発生し、その相互作用の結果として孤状砂州ができる。また、本間・鮮干はこうした砂州をrhythmic bar patternと呼び、何らかの原因でこれが存在すれば、当然波の屈折によって、波の収束・発散がおこり、さらにこうした砂州が発達するであろうと指摘している。またこの型の砂州は汀線に平行な方向にかなりの速さで移動することもKingによって観測され、栈橋において、ある時間間隔で海底断面形状を観測すれば、こうした移動の実態を測定できることが、Russell および Sonu によって示されている。

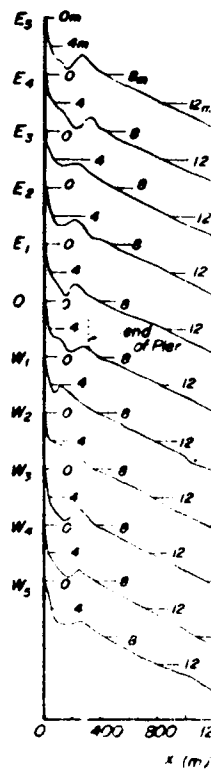


図2・2・2 海浜断面形状

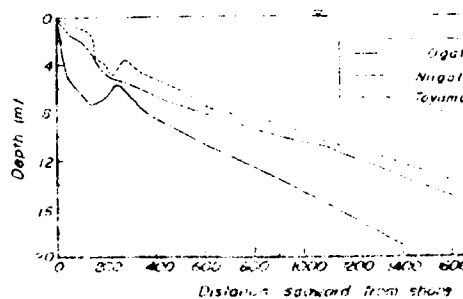


図2・2・3 日本海沿岸各地の海浜断面形状

一方、底質の採集も深淺測量と同じ期間に行なわれた。採集された底質は

ふるい分け分析を行なった，その結果の一部を示すと，図2・2・4(a)，(b)および(c)のようである。これらの図はそれぞれ測線E<sub>1</sub>，0およびW<sub>1</sub>に沿う底質の中央粒径と標準偏差の水深による変化を示したもので，同じ図面には海浜断面形も示してある。これらの図から，前浜における底質の中央粒径は2～5mmと大きく，かつ標準偏差の値も大きくて，淘汰度がよくないことがわかる。一方沖浜では粒径が小さくなり水深10m付近ではほぼ0.2mmとなること，標準偏差の値も小さくなることがわかる。今回の観測では砂州頂部付近における底質が採集されていないので，

Bascom<sup>18)</sup> が示したような，最終砕波点付近にみられる大きい粒径の分布はみられなかった。

図2・2・5は測線0における水深1m，5mおよび10mの場所での底質の粒度加積曲線を示すもので，この図から明らかなように，前浜・外浜および沖浜では粒度組成がまったくことなり，それぞれの水深に対応した粒径の砂が存在

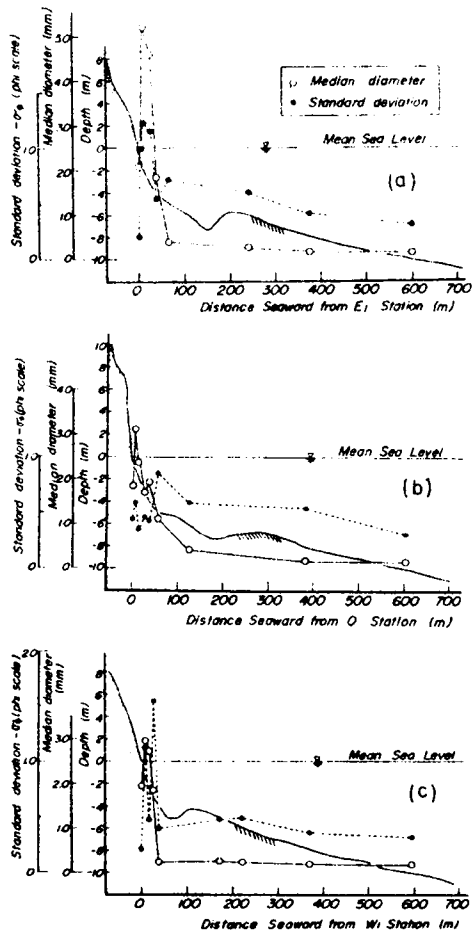


図2・2・4 大潟海岸における底質の粒度特性の分布

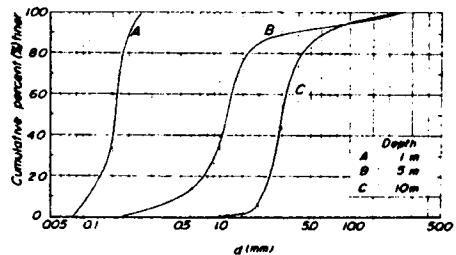


図2・2・5 粒度特性の水深による変化

するのみで、波のふり分け作用の著しいことがわかる。

以上、大潟海岸の地形特性について検討を加えてきたが、さらに過去の資料によると、この海岸はここ数年比較的安定な状態にあり、あまりいちぢるしい変動はみられないようである。

つぎに、富山県四方海岸について検討しよう。

この海岸は図2・2・6に示すように、富山湾の湾奥にあって、神通川の西に隣接し、神通川の西2.5kmのところに四方漁港がある。この海岸の特徴は、四方漁港の東側と神通川河口に存在する四方洋谷と神通洋谷であろ

う。図2・2・7は、四方漁港の東側にある四方洋谷付近の等深線図を示すものであって、洋谷の先端が岸近くにまで達しているのがわかる。図2・2・8は、図中に示すように、四方洋谷先端付近の測線(a)と、これら洋谷の中間地点の測線(b)の海底断面形状を示したものであって、測線(b)の断面における海底勾配は水深6mより岸側で $1/30$ 、それより沖側で $1/100$ となり、さらに、底質調査の結果によると、前浜の中央粒径は

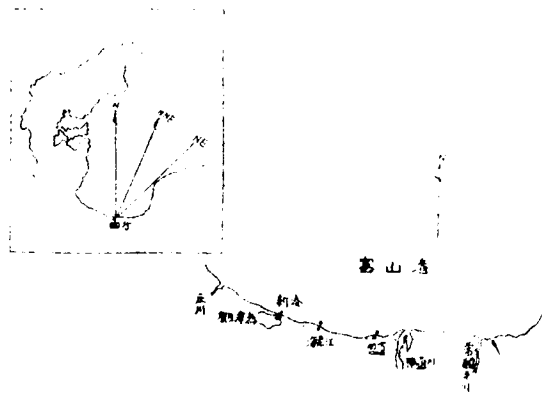


図2・2・6 富山県四方海岸の地形

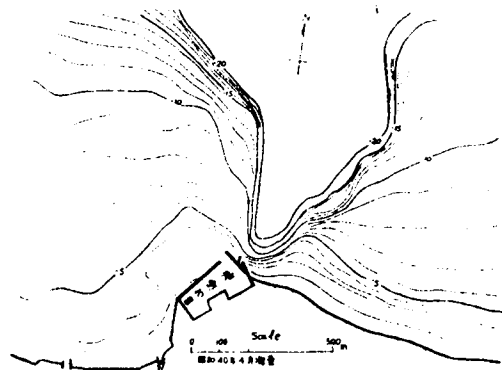


図2・2・7 四方洋谷付近の等深線図

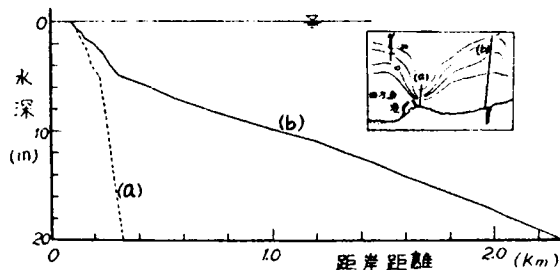


図2・2・8 四方海岸の海浜断面形状

0.5～1.0mmで淘汰度もよく，沖浜では中央粒径0.1～0.15mm とかなり小さい。以上のことから，断面(b)は，わが国沿岸にみられる多くの砂浜海岸の傾向と大差ないことがわかる。しかしながら，断面(a)の形状は，一般の砂浜海岸にはみられない特殊なものであり，とくにその勾配が急なことが顕著な特徴であるといえよう。

さて，ここ数年間の深浅測量の結果によると，洋谷のごく近くを除いて，顕著な断面変化はみられない。しかし，洋谷先端付近の地形は以下に述べるように顕著な変動を繰返している。図2・2・9は，それぞれ，昭39・4

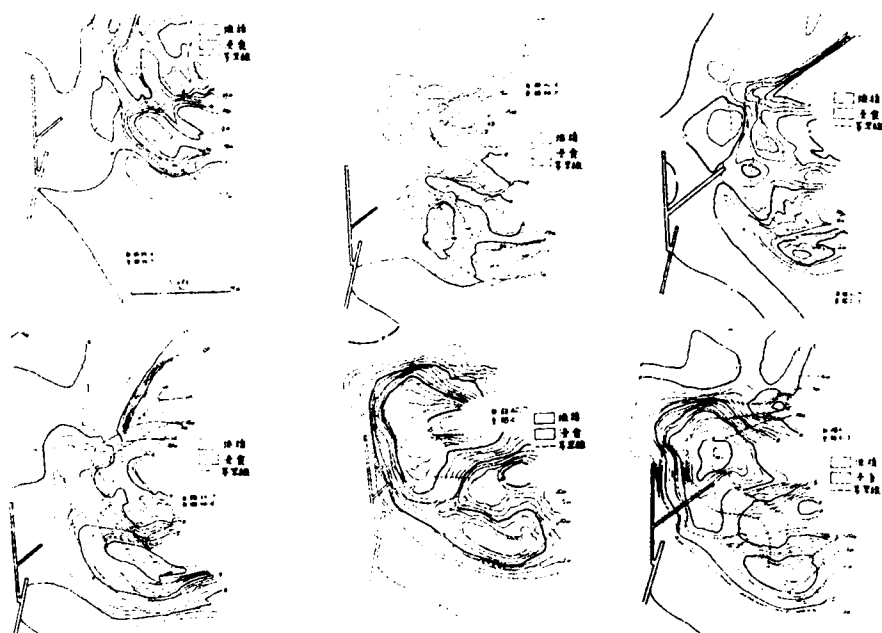


図2・2・9 侵食・堆積図

～7月，昭39・7～昭40・4月，昭40・4～7月，昭40・7～昭41・3月および昭41・3～5月と昭40・7～昭41年5月の各期間における洋谷付近の海底地形の変動を示すものであって，図中の実線は，それぞれの期間における等変化高線を，また，破線は，それぞれ，昭39・7月，昭40・4月，昭40・7月，昭41・3月および昭41・5月測量時の等深線を示すものである。なお，図において赤色の領域は堆積を，また青色の領域は侵食されたことを示している。これらの図から，その地形変化の傾向を

みるとつぎのことがいえよう。すなわち、

(1) 四方洋谷付近では、数月間にきわめて顕著な地形の変化が起り、最大15 m程度の深さの侵食あるいは堆積がみられる。こうした局地的な大変動は一般の砂浜海岸ではほとんどみられないものであって、洋谷の存在が海底地形の変動に大きな役割をはたしていることがわかる。

(2) 昭39・4～7月および昭40・4～7月のいわゆる春から夏の期間には、外浜に砂が堆積し、前浜と沖浜の領域が侵食をうけている。これらの期間の波浪は一般に小さい。一方、昭39・7～昭40・4月および昭40・7～昭41・3月のいわゆる秋から冬の期間における変動は春から夏の期間のそれと異なり、前浜と沖浜に砂が堆積し、外浜の侵食が激しくなる傾向がみえる。この期間の波浪は一般に大きい。

(3) 昭41・3～5月の期間には、従来にみられなかった大きな変化を示している。こうした局地的ではあるが大きな変動は、昭和41年4月18日、四方漁港の防砂堤が突然崩壊したことが確認されているので、この時に起ったものと推定される。当時の入善海岸（富山湾東端）における波の記録によると、最大波の波高はほぼ5.8 m、周期13.3 sec であり、こうした波によって非常に短時間のうちに、最大侵食深さ15 mという大変動が起ったと考えられる。なお、その後の蛍光砂による調査では、漂砂の移動方向がSE～NW方向であり、漁港東側の防砂堤や防波堤によって、四方洋谷の先端に砂が堆積しやすい状態にあった。図2・2・10(a)および(b)は、それぞれ東防砂堤の延長方向に沿う海底断面形状とそれに直角な方向の断面形状の時間的变化を示したものである。これらの図から明らかなように、洋谷先端付近の海底地形はきわめて急激な変化を示しているが、その海底勾配は $1/4 \sim 1/5$ であることがわかる。これらの状況から、NW方向に向う漂砂は春から夏にかけて洋谷の先端で堆積し、冬期には何らかの原因によって堆積部分の砂が沖に持ち去られると推定される。この原因としては勾配が急なため、堆積砂がなだれ現象によって崩壊するという説と、波の攪乱作用にともなう混濁流（turbidity current）によって洋谷を流下するという説があるが、それらについてはいまだ実証されていない。

最後に、兵庫県東播海岸の海岸地形について述べよう。この海岸は神戸港

西端から兵庫県加古川にいたる総延長約25kmの海岸であるが、このうち、明石市西方の谷八木地区をモデルとして従来より海岸調査が行なわれてきた。著者もこの調査の一部を担当したので、その結果を中心に海岸地形やその変化特性について検討する。

この海岸の地形は、水深5mまで汀線にほぼ平行な等深線をもつ単調な形状をしていること、また平均海底勾配も $1/60$ と緩かで、規模の小さい沿岸砂州が汀線から約100m水深2m付近にみられることなどが特徴である。図2・2・11は、この地区の代表的な海浜断面形状と底質の中央粒径の分布を示したものであって、断面形状は昭33・9月、同36・3月、同37・9月、同39・8月、および同40・3月に測量されたものであり、底質は昭40・1月に採集されたものである。この図にもとづいて、まず海底断面形状の変化から検討しよう。図から明らかなように、昭33・9月～昭36・3月までの海底断面形には顕

著な変化はみられないが、昭36・3月～昭37・9月の期間中にはなほだしい侵食をうけたことがわかる。またこの急激な侵食は昭和36年9月16日に来襲した第2室戸台風によるものと推定され、海岸地形の変化に及ぼす台風の影響が大きいことを示している。ついで、底質の特性について吟味し

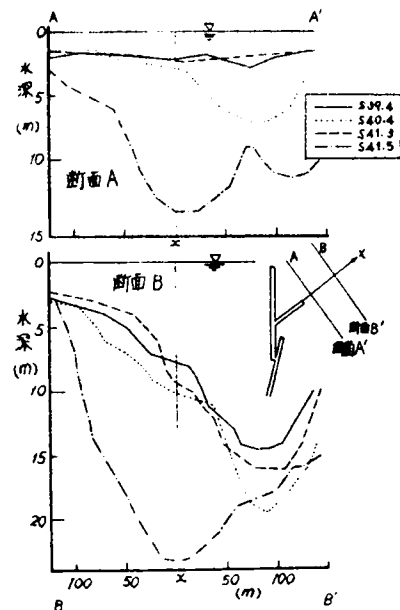
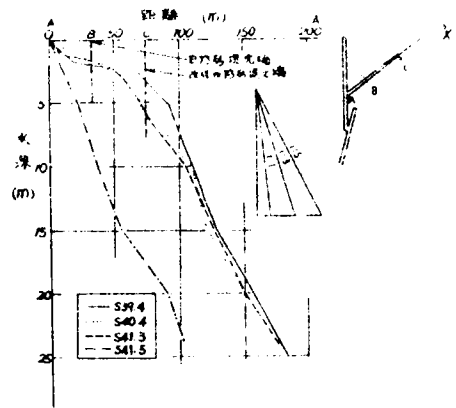


図 2・2・10

四方洋谷付近の海底断面形



よう。沿岸砂州の存在する距岸  
およそ100m, 水深2~3m付  
近では, 底質の中央粒径が0.13  
~0.24mmときわめて小さいが,  
これより岸側の砕波帯内におけ  
る底質は沿岸砂州付近よりやや  
大きい。しかし, 水深6~7m  
になると粒径が急激に大きくなり

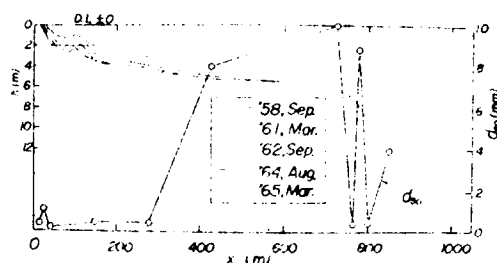


図 2・2・11

り, 非常に大きい粒径の砂礫と  
細砂が混在しているのがわかる。

東播海岸の海浜断面形と底質特性

この事実は, 一般の海岸にみられる傾向とは逆であり, 潮流の影響の大きいことが推定される。樋口・中村ら<sup>19)</sup>の実測によると潮流の最大流速時における摩擦速度  $u_*$  は  $u_* = 5.6 \text{ cm/s}$  となり, 岩垣公式によって移動限界粒径を算出すると, その粒径は4mmとなり, これ以下の底質は十分に移動するものと考えられる。

つぎに, この海岸のもう一つの特徴は, 谷八木地区を含む約10Kmの区間に存在する高さ10~15mの海崖である。この海崖の地質は新第三紀層と洪積層という比較的新しい地層からなり, この海崖は過去60年間に最大110m 崩壊したことが調査の結果明らかにされている。こうした崩壊土砂が漂砂の供給源として海浜のかん養にどの程度寄与しているかを検討することは, 海浜の変形過程を究明する上にきわめて重要である。海浜に対する漂砂の供給源として, 河川はいわゆる点源であり, 海崖は線源であると考えることができる。また, そうした違いばかりでなく, 河川から排出された土砂は波浪や潮流, 沿岸流によって運搬されてはじめてその付近の海浜をかん養することができる。したがって, この場合, 波浪や流れの特性が海浜のかん養に大きな影響を及ぼすと考えられる。これに対して, 海崖から供給される土砂は, 何ら淘汰作用を受けることなく, 直接海浜に供給されるため, 海崖の地質特性が海浜のかん養に大きく影響する。図2・2・12は東播海岸における海崖断面と地質特性の一例であって, 図2・2・13は, 図2・2・12に示される採集地点からとった砂礫の粒度加積曲線を標高別に示したも

のである。いま、汀線の砂をこの海岸における底質の指標として、崖の砂礫の粒度特性を検討すると、崖砂は浜砂に比べて小さく、崖砂のほぼ70%は浜砂の最小粒径より小さいことがわかり、崩壊した崖砂の大部分はこの海岸から運び去られていることが見い出される。

以上、大瀧海岸、四方海岸および東播海岸の海岸地形とそれに関連する問題について述べてきたが、これらの海岸には共通の特性を示すものもあれば、非常に異なった性格を有する現象もみられた。こうした複雑な現象を力学的に解析することはきわめて困難であって、実験的研究によって、現象に及ぼす諸要素の効果を十分に把握する必要がある。

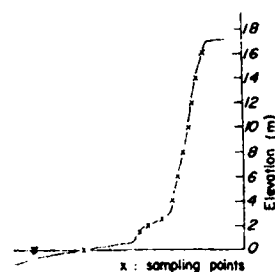


図 2・2・12 海崖の模型図  
と砂礫の採集地点

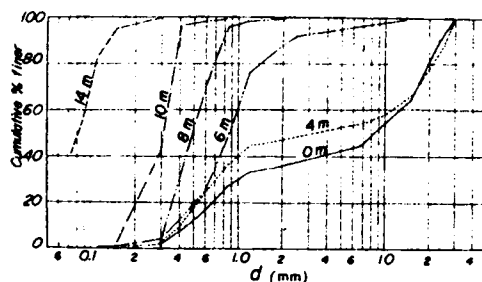


図 2・2・13 海崖砂礫の粒度分布

### 第3節 海浜変形に関する実験

海岸侵食の問題を正しく理解するためには、波浪による複雑な海浜変形の現象を十分に把握しなければならない。一般に海岸侵食現象を取り扱う場合には、

1. 波浪の直接作用による汀線と直角方向の砂の移動と、
2. 波浪によって引き起された沿岸流による沿岸方向の漂砂、

の二つに分けて考える必要がある。前者はいわゆる短期間の海浜変形をもたらす、来襲波の特性がこの現象に大きな影響を与えることが知られており、また後者は長期間の海浜変形を左右するもので、海岸に沿う沿岸漂砂量の分布が問題となる。こうした観点にたつて、石原・岩垣・榎木らは多くの研究を進め、前者に対しては平衡勾配の問題を中心とした海浜断面の変化を<sup>20)</sup>、<sup>21)</sup>、後者に対しては海岸侵食機構の解明を目標とした沿岸漂砂量の算定について<sup>22)</sup>、<sup>23)</sup>、<sup>24)</sup>、水理実験のみでなく実際の海岸においても観測を行なって、この問題の究明に努力がはらわれてきた。しかし、多くの場合、現地海岸で自然条件のもとで観測し、これから海岸侵食機構を明らかにしようとする方法は、現象が余りにも複雑で、その主要な各因子の効果を明確に分離して解析することが困難であるため、限られた条件のとき以外ではその成果を期待することができない。そのため、しばしば模型実験が行なわれ、一応水理学的な相似を考慮して、実際海岸におこる諸現象を説明し、あるいは予測してその対策を講ずることになるわけである。したがって、こうした水理模型実験において最も重要なことは、実物と模型、この場合には現地海浜におこる現象と実験室で行なう実験の結果との相似性の問題であって、両者の相似法則が確立されなければ、実験室での研究成果も実際海岸へ適用することができないし、これを無視すると間違った解釈を下すことになりかねない。ここでは、第1の汀線と直角方向の砂の運動による海浜変形の問題を取り上げ、実験の scale の効果、とくに底質の粒径と波の scale との相対的な大きさが、現象にどのように影響するかに注目して研究を進め、現地海浜の変形との関連を実験的に検討する。

海浜の平衡勾配については、1949年に発表された J. W. Johnson<sup>2)</sup>

の研究があり，沖波の波形勾配  $H_0/L_0$  の値によって，海浜の断面形状が変化し，とくに波形勾配が小さいときには正常海浜（normal beach）となり，波形勾配が大きくなると暴風海浜（storm beach）にかわって沿岸砂州が発生すること，両者の限界波形勾配は  $0.025 \sim 0.030$  であることを明らかにした。その後，岩垣・碓木<sup>20), 21)</sup> は碎波による砂の移動とともに三種の粒径の砂について平衡勾配の実験を行ない，栗原・篠原・椿・吉岡<sup>8)</sup> は比重の小さい石炭粉を用いて同様な実験を試み，砂の場合との比較をした。また Beach Erosion Board の R. L. Rector<sup>3)</sup> 及びカリフォルニア大学の T. Scott<sup>5)</sup> によって多くの実験が行なわれ，最近では T. Saville<sup>6)</sup> の実験がある。とくに，Scott の結果では波形勾配が  $0.019$ ，Saville の場合には  $0.0064$  のときでも暴風海浜が発達することが指摘された。Saville の実験は実際の海浜にほぼ近い状態で，大きな波高の波に対して実施されたもので，小さい波で行なった従来の実験結果と著るしい相違を示していることは注目すべきである。すなわち，こうした砂の移動をとまなう現象には scale effect が非常に大きいのではないかということが推定され，このことが著者のこうした研究を始めた第一の理由である。

なお，同様なことが海浜の変形についても考えられるわけで，上記の平衡勾配に対する考察とともに，一定の勾配をもつ海浜が平衡勾配に変化したときの汀線の前進後退量を一例として取り上げ，実験の結果からその scale effect を吟味する。

### 3・1 実験装置および実験方法

実験は，図 2・2・14 (a) および (b) に示すように，京都大学防災研究所宇治川水理実験所にある長さ  $70\text{ m}$ ，幅  $1.0\text{ m}$ ，深さ  $1.5\text{ m}$  のコンクリート製片面一部ガラス張りの長水槽と長さ  $70\text{ m}$ ，幅  $0.5\text{ m}$ ，深さ  $0.6\text{ m}$  の鋼製水槽を用いて行なった。コンクリート製長水槽および鋼製水槽の一端には，それぞれ，勾配  $1/10$  の傾斜部を  $15\text{ m}$  および  $6\text{ m}$  の長さにならべて設け，その上に砂を  $20\text{ cm}$  の厚さに敷いて模型海浜とした。一方，これら水槽の他端には， $7.5\text{ HP}$  のプローアを用いた気圧式造波機と  $10\text{ HP}$  のマルチパーパス・フラッター式造波機（コンクリート製水槽）を，また  $2\text{ HP}$  のプランジヤ

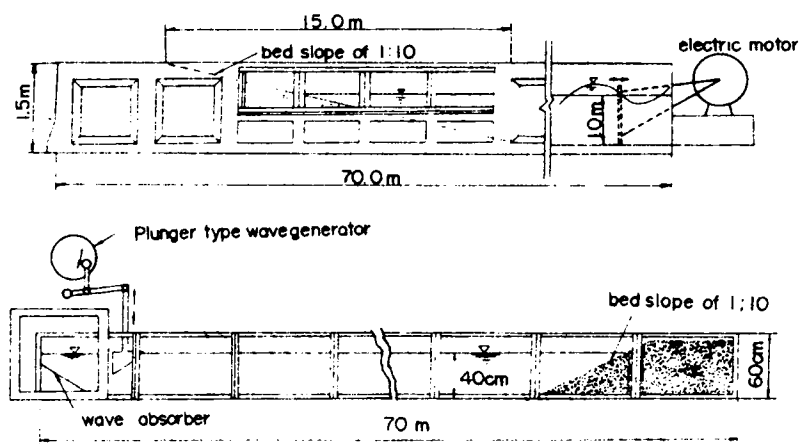


図 2・2・14 実験水槽

一式造波機を鋼製水槽に取り付けた。

実験に使用された砂は中央粒径  $d_{50}$  が  $0.34\text{ mm}$  のほぼ均一な網野海岸の砂と  $d_{50} = 0.22\text{ mm}$  の豊浦標準砂である (図 2・2・15)。

実験に用いた波の特性は、周期が  $1.0 \sim 3.58\text{ sec}$ 、沖波波高  $H_o$  は  $3.8 \sim 35.4\text{ cm}$  であり、実験に使用した水深は、コンクリート製水槽で  $1.0\text{ m}$ 、鋼製水槽で  $0.4\text{ m}$  と一定にした。なお波高の測定は水深  $1\text{ m}$  および  $0.4\text{ m}$  の水平部分で電気抵抗式波高計を用いて行ない、沖波に換算した。

なお、scale effect を調べるために、この水槽よりずっと小さい実験水槽を用い、小さい波高で行なった岩垣・樫木<sup>20), 21)</sup>の実験結果を参照したが、この場合砂の平均粒径は  $0.30\text{ mm}$ 、 $0.52\text{ mm}$  及び  $1.00\text{ mm}$  の 3 種類、沖波波高  $H_o$  は  $2.1 \sim 6.9\text{ cm}$ 、周期  $T$  は  $0.7 \sim 1.3\text{ sec}$ 、初期浜勾配は著者の場合と同じく  $1/10$  である。

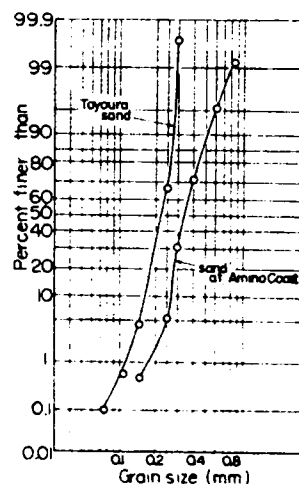


図 2・2・15

実験砂の粒度分布

海浜の断面形は実験開始後 15 min , 30 min , 1.0 hr , 2.0 hr …… に, ポイントゲージを用いて測定し, 平衡勾配に達したとみられるまで実験を続けた。その場合反射波が顕著となり入射波の測定が困難なので, Healy<sup>25)</sup>の方法により最大波高  $H_{max}$  と最小波高  $H_{min}$  を測定し,  $H = (H_{max} + H_{min})/2$  から入射波高  $H$  を求めた。

### 3・2 海浜変形における波高および底質の効果と scale effect

実験の開始前 1/10 であった浜勾配は, 波の作用をうけて漸次変形するが, 実験開始後数時間までは汀線付近の変化は急激で, それ以後は緩慢となり, 侵食堆積がくりかえされて, 大体 15~20 hrs で海浜断面は平衡に達し落ちついた。ここでは, 1/10 勾配から平衡状態に達するまでの汀線の前進後退量を取り上げて, それに及ぼす波高や底質の粒径の効果について論ずるが, もちろんこのような汀線の移動だけで海浜変形に対する全般的な結論を下すことは危険である。しかし, 波高及び底質粒径の効果をみる上の海浜変形の代表的な量として, 汀線の移動量を取り上げることは許されるであろう。

いま, 底質の粒径として中央粒径を用い, その水中における比重を  $s$ , 水槽の水平部分の水深を  $h$ , 波の特性として沖波波高を  $H_0$ , 波長を  $L_0$ , 周期を  $T$ , 初期浜勾配を  $i_0$ , 汀線の移動量  $x_s L$  ( 前進の場合を正, 後退の場合を負とする ), 波の作用時間を  $t$  で表わせば,  $L_0 = gT^2/2\pi$  の関係があるから, 次元解析により,

$$\frac{x_s L}{L_0} = f_1 \left( \frac{h}{L_0}, \frac{H_0}{L_0}, \frac{H_0}{d_{s0}}, \frac{t}{T}, i_0, s \right) \dots\dots\dots (2 \cdot 2 \cdot 1)$$

とあらわせる。この場合, 粘性の影響は他の項に比して小さいとして省略し, さらに,  $h/L_0$  の効果は汀線付近に注目すれば無視して差支えないであろう。

図 2・2・16 は, 波形勾配  $H_0/L_0$  がほぼ 0.02 および 0.04 の場合の  $x_s L/L_0$  と  $t/T$  の関係を  $H_0$  をパラメータとして示したものであって, いづれの実験においても時間の経過とともに平衡状態に達する傾向がみえる。しかし, 波形勾配  $H_0/L_0 = 0.02$  の場合,  $H_0$  が 14.3 のとき汀線は前進し,

それより大きい波高

$H_0 = 20 \sim 30 \text{ cm}$  のとき

汀線は後退した。このことは沖波の波形勾配や底質粒径が一定でも，波高が変化すれば海浜変形の様子も非常にかわることを意味している。また平衡に達した後の議論では  $t/T$  を落とすことができることもわかる。さらに，底質の比重を一定とすれば， $s$  もとることができるから，結局，(2・2・1) 式はつぎのようにかきかえられる。

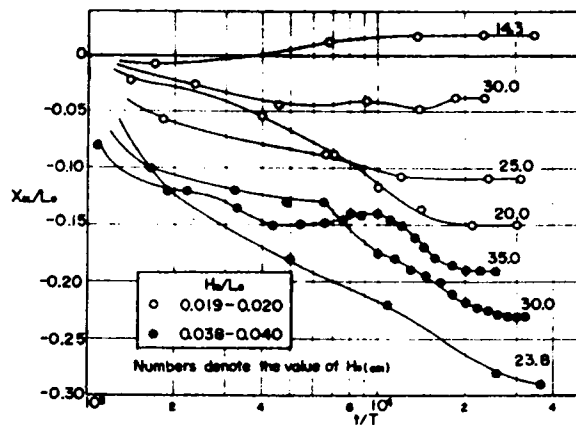


図 2・2・16  $x_s L$  の時間的变化

$$\frac{x_s L}{L_0} = f_2\left(\frac{H_0}{L_0}, \frac{H_0}{d_{s0}}, i_0\right) \quad \dots\dots\dots (2 \cdot 2 \cdot 2)$$

なお，海浜変形の過程において，浮遊砂が重要な役割をはたす場合には，底質の特性として，粒径  $d_{s0}$  と比重  $s$  の両方に関係する沈降速度  $w_0$  を用いて，(2・2・2) 式をかきかえるならば，

$$\frac{x_s L}{L_0} = f_3\left(\frac{H_0}{L_0}, \frac{\sqrt{g H_0}}{w_0}, i_0\right) \quad \dots\dots\dots (2 \cdot 2 \cdot 3)$$

がえられる。さらに球粒子の沈降速度は，

$$w_0 = \left( \frac{4}{3} \frac{s g d_{s0}}{C_D} \right)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (2 \cdot 2 \cdot 4)$$

で表わされるから，結局 (2・2・3) 式は，

$$\frac{x_s L}{L_0} = f_4 \left( \frac{H_0}{L_0}, \frac{H_0 C_D}{s d_{s0}}, i_0 \right) \quad \dots\dots\dots (2 \cdot 2 \cdot 5)$$

となる。ここに、 $C_D$  は砂粒子の抵抗係数である。栗原<sup>8)</sup>らは海浜の平衡断面形状についての実験結果を整理する際に、 $H_0/s d_{s0}$  なる無次元量を用いているが、これは(2・2・5)式の $H_0 C_D/s d_{s0}$  と同義のものであろう。

図2・2・17(a)~(d)は、 $i_0=1/10$  の場合の著者および岩垣・植木<sup>20)</sup>の実験でえられた平衡断面形状に対する $x_s L/L_0$  と  $H_0/d_{s0}$  の関係を  $H_0/L_0$  をパラメータとして示したものである。さらに、図2・2・18は $i_0$  が1/15 のSaville<sup>6)</sup>および1/30 のRector<sup>3)</sup>の実験結果について同様の関係を示したものである。なお、Savilleの実験には、底質として中央粒径0.22mmの砂が、 $H_0$ として45~170cmの波が、またRectorの実験には、底質として4種類の砂(中央粒径、0.22, 0.47, 0.90, 3.44

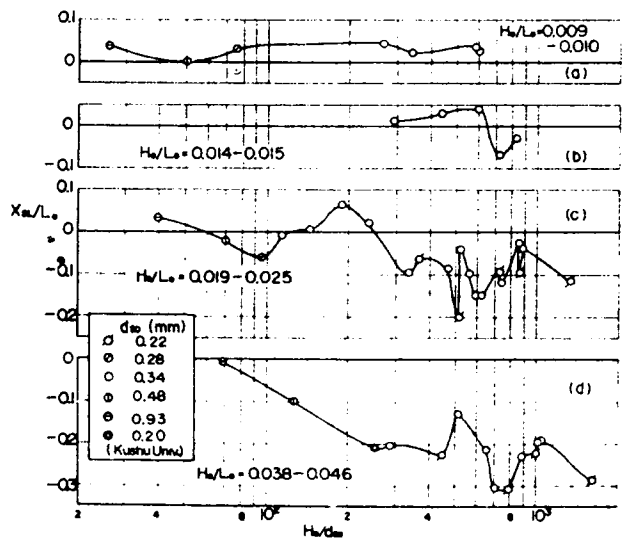


図2・2・17  $x_s L/L_0$  と  $H_0/d_{s0}$  の関係

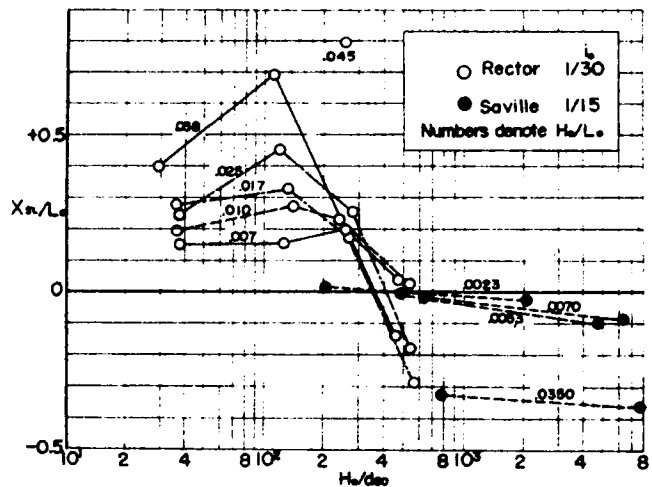


図2・2・18  $x_s L/L_0$  と  $H_0/d_{s0}$  の関係  
(SavilleおよびRectorの実験)



mm) が,  $H_0$  として  
 9 ~ 12 cm の砂が用  
 いられた。図 2・2  
 ・19 は, 図 2・2  
 ・17 と同じ結果を  
 $H_0 C_D / s d_{s0}$  を用  
 いて図示したもので  
 ある。

これらの図から明  
 らかなように,

(1) 沖波の波形勾

配  $H_0 / L_0$  が一定で

も, 底質粒径と沖波波高との比  $H_0 / d_{s0}$  の値によって, 汀線が前進したりあ  
 るいは後退したりする。

(2) 初期浜勾配  $i_0$  が  $1/10$  の場合,  $H_0 / d_{s0}$  の値がある限界値をこえ  
 ると汀線は後退する。その限界値は,  $H_0 / L_0 = 0.015$  の場合  $H_0 / d_{s0} = 650$   
 ( $H_0 C_D / s d_{s0} = 1100$ ),  $H_0 / L_0 = 0.02$  の場合  $H_0 / d_{s0} = 250$   
 ( $H_0 C_D / s d_{s0} = 370$ ) であり,  $H_0 / L_0 = 0.04$  の場合  $H_0 / d_{s0} = 60$   
 ( $H_0 C_D / s d_{s0} = 40$ ) である。一方,  $H_0 / L_0$  の値が  $0.009$  の場合の限界  
 値は, この実験に用いた  $H_0 / d_{s0}$  の範囲では求めることができなかった。

(3) 初期勾配が  $1/30$  の場合にも, 上述した  $H_0 / d_{s0}$  の限界値が存在し,  
 $H_0 / d_{s0}$  による  $x_{sL} / L_0$  の変化は  $i = 1/10$  の場合より明瞭であって, そ  
 の限界値は  $H_0 / L_0 = 0.01$  のとき  $H_0 / d_{s0} = 250$  である。

(4) いづれの初期勾配および波形勾配に対しても,  $H_0 / d_{s0}$  の値が限界値  
 より大きくなると, 汀線の変動に及ぼす  $H_0 / d_{s0}$  の効果は顕著になり, 汀線  
 の後退が著るしくなる。

(5)  $i_0 = 1/15$  の場合の Saville の実験結果では, 資料が少ないので  
 他の場合のように明確な結論を見い出すことができないが,  $H_0 / d_{s0}$  の値が  
 大きいと  $H_0 / L_0$  が  $0.0023$  のような非常に小さい値のときでも汀線は後  
 退することがわかる。

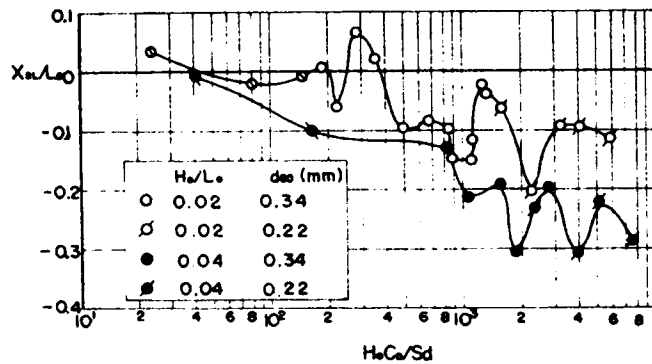


図 2・2・19  $x_{sL} / L_0$  と  $H_0 C_D / s d_{s0}$  の関係

などの結論を見い出すことができよう。

以上のように、 $H_0/d_{50}$  の限界値を境にして、汀線の変動に及ぼす粒径の効果が著るしく異なるのは、たとえ  $H_0/L_0$  の値が一定でも、 $H_0/d_{50}$  の値が限界値より大きい小さいかによって、いそ波帯における底質の移動機構が異なることに基因するのではないかと考えられる。すなわち、限界値より小さい場合には主として掃流形式によって移動するが、小さいときには浮遊による底質の運搬が卓越してくるのではないかと推定される。しかし、これらの点については、砕波後の波の運動、とくに水粒子速度や質量輸送についてさらに研究する必要がある。

### 3・3 海浜の平衡断面形

一定勾配の砂浜に一定の特性をもつ波が長期にわたって作用すると、海浜の断面形は時間とともにある定まった形に変化して安定し、これ以上波を作用させても変わらないという海浜勾配が形成される。これを海浜の平衡勾配といっている。この勾配になったときが、一定の特性をもつ波による侵食堆積に関して最も安定した海浜の姿である。前述したように、Johnson は波の特性が平衡勾配に及ぼす影響を明らかにし、波形勾配によって図 2・2・20 に示すような暴風海浜と、砂州の発達しない正常海浜とに大別できることを示した。Rector は沖波波長  $L_0$  で割って無次元であらわした断面形を波形勾配  $H_0/L_0$  と  $d_{50}/L_0$  との関数として表わす試みをなし、G. M. Watts は波の周期を変化させた場合の平衡断面形、とくに沿岸砂州の発生、消滅について興味ある論文を発表している。しかし、これらの実験やわが国で行なった岩垣・樫木および栗原・篠原らの実験も、すべて現実の海岸にくらべて非常に小さい scale のものであるが、1957年に

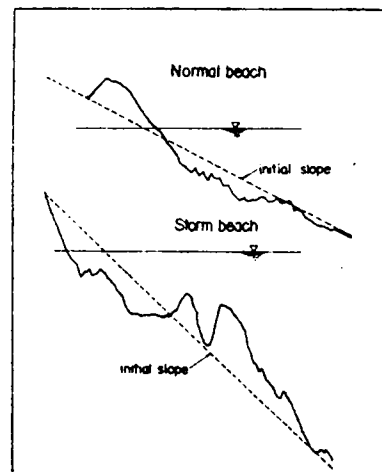


図 2・2・20

正常海浜と暴風海浜

Saville が行なった実際の海岸に近い大きい scale の実験結果では，これまでの小 scale の結果とはかなり異なり，非常に小さい波形勾配の波の場合でも，その平衡断面形は沿岸砂州をもつ暴風海浜となっている。このような理由から，著者は平衡断面形に及ぼす scale effect を調べるため，実験結果をつぎの三通りに分けて考察した。

(1) 波高および底質粒径を一定に保ち

波形勾配を変えた場合 図 2・2・

2 1 (a)および(b)は，それぞれ $H_0 = 21$  cmおよび30 cmで $d_{50} = 0.34$  mmの場合の平衡断面形を汀線からの距離 $x$ および水深 $h$ と沖波波長 $L_0$ の比 $x/L_0$ および $h/L_0$ で無次元化してあらわしたもので， $H_0/d_{50}$ の値が一定の場合， $H_0/L_0$ によって平衡断面形がどのように変わるかを示している。この図から， $H_0/d_{50}$ の値が一定でも，平衡断面形は波形勾配の影響を受けることがわかる。さらに，波形勾配が0.021の場合の平衡断面形はいわゆる暴風海浜であり，この値がJohnsonの限界値である0.025~0.03より小さいことは注目すべき結果であると考えられる。

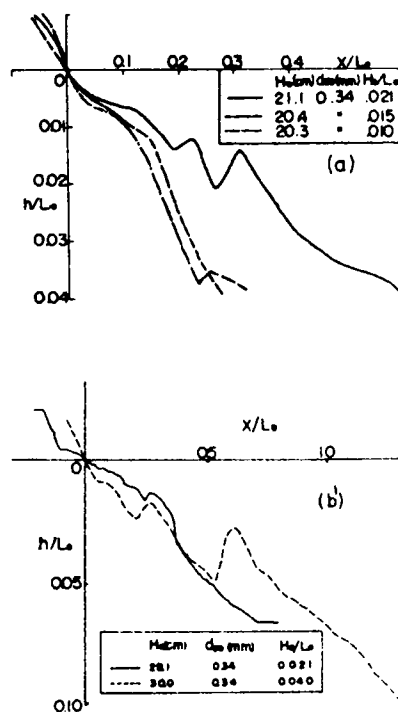


図 2・2・2 1 海浜平衡断面形に及ぼす $H_0/L_0$ の効果

(2) 波形勾配および底質粒径を一定に保ち波高を変えた場合 図 2・2・

2 2 は沖波波形勾配がほぼ一定で，かつ底質粒径も一定であるが，沖波波高が変化する場合の平衡断面形を比較したものであって，この図から，波形勾配も底質粒径もともに一定であっても，波高によって平衡勾配がことなり，波高が大きいときには波形勾配が小さくても，沿岸砂州が発生し，暴風海浜となるのがわかる。すなわち， $H_0/L_0 = 0.021 \sim 0.034$  とほぼ一定であっても， $H_0 = 21.1$  および  $29.1$  cm の場合には暴風海浜となり， $H_0 = 3.8$  cm

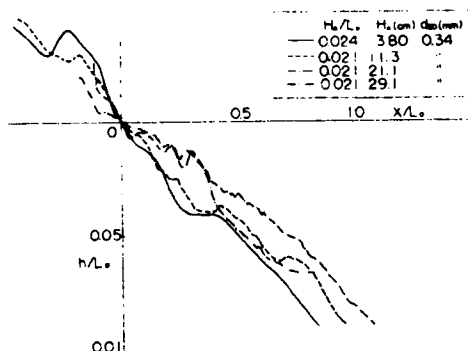


図 2・2・2 海浜平衡断面形に及ぼす  $H_0/d_{s0}$  の効果

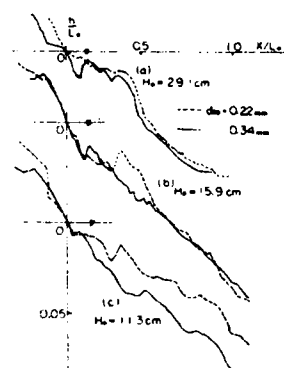


図 2・2・23 海浜平衡断面形に及ぼす  $d_{s0}$  の効果

のときには正常海浜となっている。

(3) 波形勾配および波高を一定に保ち、底質粒径をかえた場合 図 2・2・23(a), (b)および(c)は、波形勾配  $H_0/L_0 = 0.021$  と一定にし、それぞれ波高が 29.1, 15.9 および 11.3 cm の場合の平衡勾配に対する底質粒径の効果を示している。なお実験に用いた底質の中央粒径は  $d_{s0} = 0.22$  mm と  $d_{s0} = 0.34$  mm である。これらの図から明らかなように、波高が 29 cm と大きい場合、底質の粒径が異なるにもかかわらず、同程度の規模の沿岸砂州が発達し、かつ前浜付近を除いてその形状も非常に類似しているという興味深い結果がえられた。また、同図(b)に示されるように、波高が減少すると、大きい粒径よりなる平衡断面形の沿岸砂州は小粒径のそれより小さくなることがわかる。さらに、波高が小さくなると、粒径の相違によって断面形がまったく異なり、しかも大粒径の断面形には沿岸砂州が発達しなくなる。こうした事実は Watts による同様の実験結果にもあらわれている。

### 3・4 沿岸砂州の発生限界

前節で述べたように、海浜の平衡断面形状は沖波波形勾配  $H_0/L_0$  および沖波波高と底質粒径の比  $H_0/d_{s0}$  に関係し、暴風海浜と正常海浜の限界を支配する要素は  $H_0/L_0$  と  $H_0/d_{s0}$  によって表わされる。このことは沿岸

砂州の発生限界についてもいえることであって、図2・2・24は著者の実験結果とともに、従来の平衡勾配に関する多くの実験の結果を暴風海浜と正常海浜とに分けて $H_0/L_0$ と $H_0/d_{50}$ とをそれぞれ縦軸と横軸にとった両対数紙上にプロットしたものである。実験資料は初期浜勾配別に分けてプロットしておいたが、平衡勾配とくに沿岸砂州が発生するかしないかという限界の問題には初期浜勾配が関係しないという前提のもとに両者の海浜の境界線と考えられるものを描くと図の実線のようになる。また図中には従来いわれてきた0.025~0.030というJohnsonの限界波形勾配の値も斜線で記入しておいた。この図から明らかなように、Johnsonの限界値は $H_0/d_{50}$ がある値より小

さいときには妥当であるが、 $H_0/d_{50}$ の値が大きくなると、限界波形勾配は急激に小さくなることがわかる。このことは底質粒径が小さく波高の大きい海岸では、沖波の波形勾配がかなり

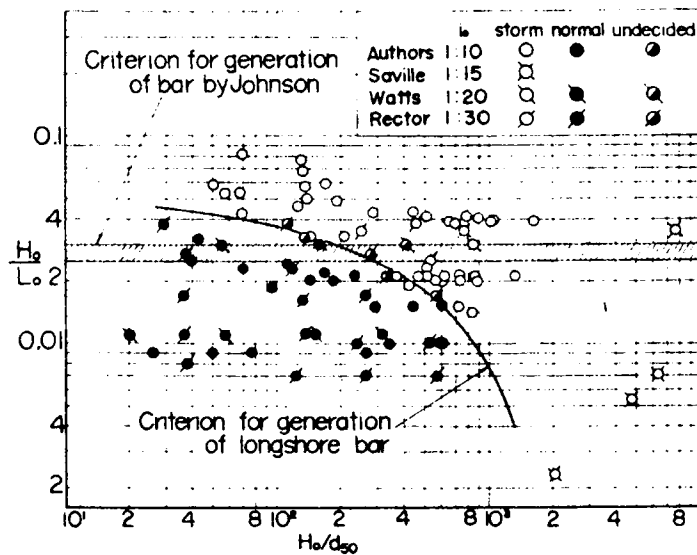


図2・2・24 沿岸砂州の発生限界

小さくても、暴風海浜となって、沿岸砂州が発生することを示している。このように、暴風海浜と正常海浜との限界を $H_0/L_0$ と $H_0/d_{50}$ とによってあらわしたことは、重大な発見であるといえよう。

#### 第 4 節 結 語

海浜変形過程の問題はきわめて複雑であって、漂砂の力学的な運動機構にもとづいて、海浜変形を解析することははなはだ困難である。したがって、現地観測および実験によって現象を測定し、それらの対比から海浜変形に及ぼす諸要素の効果を明確にしなければならない。以上のような観点から本章では海浜変形についての現地調査および実験を行ない、これにもとづいて検討を進めてきた。その結果、明らかにされた成果を要約すれば、つぎのようである。まず現地調査の結果については、

(1) 海浜変形の現象にはそれを支配する要素が非常に多く、さらに地域的特性に支配されるため、一般的特性をいかにして導くかがきわめて重要である。

(2) 局所的な変動にはかなり短時間で最大 15 m も侵食されることがあるので、特殊な地形における現象には慎重な注意をはらうべきである。なお、一般の砂浜では台風や storm による変動がもっとも大きい。

つぎに、海浜変形に関する実験では、海浜変形に及ぼす scale effect, とくに波高と底質粒径との比  $H_0/d_{50}$  が汀線の変動量、平衡断面形及び暴風海浜と正常海浜との限界に及ぼす影響について、著者が行なった実験結果と米国における実験の結果にもとづいて論じ、 $H_0/d_{50}$  が波形勾配とともに非常に重要な要素であることを見出した。すなわち、

(1) 沖波波形勾配が 0.01 より小さいとき、また  $H_0/d_{50}$  の値がそれぞれの  $H_0/L_0$  に対する限界値以下のとき、海浜変形過程に及ぼす底質粒径の効果は顕著でない。

(2) 海浜の変形過程や平衡断面形状は波形勾配のみでなく、波高や粒径によってかなり相違する。

(3) 一般に、 $H_0/d_{50}$  の値が大きくなると、たとえ  $H_0/L_0$  の値が小さくても、暴風海浜となり、前浜付近は侵食される。

## 参 考 文 献

- 1) Eagleson, P. S., B. Gienne and J. A. Dracup :  
Equilibrium Characteristics of Sand Beaches, Proc. A.  
S. C. E., Vol. 89, HY. 1, 1963, pp. 35—57.
- 2) Johnson, J. W. : Scale Effects in Hydraulic Models  
Involving Wave Motion, Trans. A. G. U., Vol. 30, 1949,  
pp. 517—525.
- 3) Rector, R. L. : Laboratory Study of Equilibrium  
Profiles of Beaches, B. E. B. Tech. Memo. No. 41, 1954,  
38pp.
- 4) Watts, G. M. : Laboratory Study of Effect of Varying  
Wave Periods on Beach Profiles, B. E. B. Tech. Memo.,  
No. 53, 1954, 19pp.
- 5) Scott, T. : Sand Movement by Waves, B. E. B., Tech.  
Memo., No. 48, 1954, 37pp.
- 6) Saville, T. Jr. : Scale Effects in Two Dimensional  
Beach Studies, Proc. of 7th General Meeting, I. A. H.  
R., Vol. 1, 1957, pp. 1—A3.10
- 7) 岩垣雄一・榎木亨：海浜の平衡勾配と砕波による砂移動に関する実験，  
第2回海岸工学講演会講演集，1955，pp. 99—105.
- 8) 栗原道德・篠原謹爾・椿東一郎・吉岡益男：波による砂移動に関する  
実験，第3回海岸工学講演会講演集，1956，pp. 151—158.
- 9) 本間仁・堀川清司・鮮干澈：砕波および海浜地形の変動について，第  
7回海岸工学講演会講演集，1960，pp. 91—99.
- 10) Harrison, W. and W. C. Krumbein : Interactions of the  
beach-ocean atmosphere system at Virginia Beach,  
Virginia, U. S. Army. Corps. of Eng., Coastal Eng.  
Res. Center, Tech. Memo. 7, 1964, 102pp.
- 11) Harrison, W., N. A. Pore and D. R. Tuck, Jr. : Predictor  
Equations for Beach Processes and Responses, J. G. R.,

- Vol. 70, No. 24, 1965, pp. 6103—6109.
- 12) Homma, M. and C. Sonu : Rhythmic Pattern of Longshore Bars Related to Sediment Characteristics, Proc. of 8th Conference on Coastal Eng, Mexico, 1962, pp. 248—278
- 13) Sonu, C. J. and R. J. Russel : Topographic Changes in the Surf Zone Profile, Proc. of 10th Conference on Coastal Eng., Vol. 1, Tokyo, 1966, pp. 502—524.
- 14) 樫木亨：最近の海岸漂砂の研究の動向について（第9回海岸工学会議より），京都大学防災研究所年報，第8号，昭40，pp. 407—414.
- 15) Shepard, F. P. and La Fond, E. C. : Sand Movement along the Scripps Institution Pier, American Journal of Science, 1940, Vol. 238, pp. 272—285.
- 16) 速水頻一郎・石原藤次郎・岩垣雄一：漂砂対策調査報告書；鳥取県漂砂対策調査委員会編，昭25，109pp.
- 17) King, C. M. : Beaches and Coasts, Edward Arnold Ltd., 1959, pp. 331—337.
- 18) Bascom, W. N. : The Relationship Between Sand Size and Beachface Slope, Trans. A. G. U., Vol. 32, No. 6, 1951, pp. 866—874.
- 19) 樋口明生・中村重久：東播海岸の潮流について，京都大学防災研究所年報No. 9，昭41. 3，pp. 771—777.
- 20) 岩垣雄一・樫木亨：海浜の平衡勾配と碎波による砂移動に関する実験，第2回海岸工学講演会講演集，昭30. 11，pp. 99—105.
- 21) 岩垣雄一，樫木亨：海浜の平衡勾配に関する二，三の問題について，京都大学防災研究所創立5周年記念論文集，昭31. 10，pp 233—240.
- 22) 樫木亨，村上正：沿岸漂砂量の推定について，第4回海岸工学講演会講演集，昭32. 11，pp. 41—49.
- 23) 石原藤次郎，岩垣雄一，樫木亨：明石海峡北岸の侵食調査について（第2報），神戸市明石海峡調査会報告書，昭33. 5，pp. 1—10.



24) 岩垣雄一, 樫木亨: 沿岸漂砂量の新算定法について, 第7回海岸工学  
講演会講演集, 昭35. 11, pp. 59—67.

25) Healy, J. J. : Wave Damping Effect of Beaches  
Minnesota Intern. Hydraulics Convention, 1953, pp. 213  
220.

### 第3章 港湾泊地の埋没に関する研究

#### 第1節 概 説

漂砂の侵入、堆積によつておこる港湾の埋没現象は、わが国に数多くある中小港湾や漁港にとつてきわめて重要な問題である。とくに、港口が漂砂の移動の最も激しい碎波線より岸側にある港は、その影響を受けることが多く、小規模な海岸構造物が築造されても、その周辺の漂砂に微妙な影響を与え、埋没を助長して、港の機能を阻害する場合がしばしばみられる。したがつて、こうした構造物の設置にあつては、慎重な注意と漂砂に対する適確な判断が要求されることになる。

こうした漂砂による埋没を防止するために、従来、わが国各地の港湾では突堤や離岸堤などの防砂堤、その他の構造物を設置してこれに対処してきたが、港湾埋没機構が十分に把握されていない現在、技術の進歩が遅く、満足すべき埋没防止対策が樹立されているとはいいがたい。したがつて、こうした技術の進歩を促進するためには、まず、その直接原因である港湾領域の複雑な水理現象を解明し、さらに、港湾の埋没機構を検討して、その合理的な防止対策を樹立する必要がある。しかしながら、個々の港湾の埋没は、港湾形状や地理的あるいは気象的特性が影響するため、その機構や形態は種々様々である。こうした複雑な現象から一般的な港湾埋没の機構を見い出すことは非常に困難であるが、一つ一つの港の埋没機構を解明し、それからそれぞれの港がもつ特殊性を取除いて、一般的関係を確立する必要があると考えられる。

以上のような観点から、本章では、港湾の埋没機構を究明する第一歩として、第2節でわが国における代表的な港湾埋没の二・三についてその実態を検討し、問題点を明らかにする。ついで、第3節では、著者が従来から研究を進めてきた福井県栗崎漁港の泊地埋没防止に関する模型実験を中心に、現地の現象と対比しながら港湾泊地埋没の機構について考察し、さらに、移動床模型実験に対する相似律について解明を試み、海岸工学上の諸問題に対して移動床模型実験を使用することの有意性について検討する。

## 第2節 港湾泊地埋没の実態

港湾泊地埋没の原因は主として

- (1) 港内に流入する河川からの排出土砂の堆積，および
- (2) 波や流れの作用で，港内に浸入する漂砂の堆積，

であると考えられる。しかし，その原因が同じであつても，港湾の形状がそれぞれ相違するのと同じように，埋没の機構や形態は千差万別である。したがつて，まずそれぞれの港における埋没の実態を把握し，ついでその機構を解明することによつて，その港に適した合理的な防止工法を実施することができると考えられる。

本節では，わが国における港湾埋没の実態を，二，三の実例について紹介し，その問題点を指摘する。防波堤構築後，漂砂のために港内が浅くなつたり，あるいはまったく埋没してしまつた港は数多くあるが，ここでは，漂砂によつて廃港となつた茨城県磯浜港と半世紀，漂砂のために埋没に苦しみつつ発展してきた新潟県岩船港についてその概要を説明する。

磯浜港： この港は，明治末期から大正初期にかけて修築された港であるが，砂浜に築造された港の常として漂砂に悩まされ，竣工前に港内は埋没した。この港は鹿島灘の北端，大洗海岸の南端に位置している。大洗海岸は平磯から那珂川河口を経て，大洗岬までほぼ東面する砂浜海岸であり，大洗岬から磯浜港までは南面する海岸である。近年，井島<sup>1)</sup>によつてなされた調査結果によると，この海岸の漂砂特性は，

- (1) 漂砂方向を支配するのは波である。
- (2) 漂砂は大洗海岸を南下する傾向が強く，とくに，磯浜港海岸では大洗岬から磯浜港に向う漂砂が著しい。
- (3) 漂砂の供給源は，この港の北方にある那珂川からの排出土砂で，その量は，ほぼ， $18.00 \text{ 0mf/year}$  と推定される。

以上のように大洗海岸から南下し，大洗岬を通過して磯浜海岸に移動する漂砂は著るしく，磯浜港の東防波堤を延長することによつて漂砂の港内侵入を防止しようとする試がなされたが，失敗に終つた。そこで，東防波堤の基部を除却し，さらに西防波堤の先端および基部も除却して，港内流を発生させ，これによつて埋没を防止しようと試みられたが，これも効果なく，つい

に放置されるにいたつた。

岩船港： この港は新潟港の北東約 30km のところにあつて、築港後すでに半世紀にも及ぶが、その発展は河口港の宿命である埋没との戦いであり、その実態は荒田・高<sup>2)</sup>によつて詳細に述べられている。

この港における漂砂の供給源は、主として石川、三面川、荒川などの河川と海岸線を形成している海崖である。大正 6 年から防波堤の築造がはじまつたが、とくに大正 8 年から 13 年における島堤の建設によつて、砂が港内の大部分に堆積し、港の機能が著るしく減退した。この海岸の漂砂方向は南に向うものが卓越し、防波堤築造前均衡を保つていた海岸が、島堤の設置によつて均衡を破られ、静穏な島堤の遮へい域に漂砂が沈殿堆積したために泊地水面積が激減した。その後、石川河口開削、島堤の延長、浚渫などにより、港湾機能を維持してきたが、ついに右岸汀線は島堤と連絡した。しかし昭和 35 年以降は港湾整備が進められ、これに伴つて堆積土砂量も減少し、現在では、年間ほゞ 10,000m<sup>2</sup> の土砂を浚渫することによつて港の機能が維持されている。

その他： 速水<sup>3)</sup> は、鳥取県泊港の埋没調査を行なつて、湾内の静振と砂堆の発達が密接な関係をもち、この港の埋没機構が静振のような定常波によつて説明できることを示している。

以上、わが国港湾における埋没の実態を、二、三の実例について説明してきたが、これの防止対策には多額の費用と長年月を要すること、しかもその対策がつねに成功するとはかぎらないことなどが明らかとなつた。このような理由から、その防止対策の合理化を進める技術の開発が強く要望されている現在、まず何よりも急務は、港湾の埋没機構を解明することであろう。

### 第 3 節 港湾泊地の埋没に関する模型

茨崎漁港の泊地は毎年冬季風浪によつて、漂砂が堆積し、漁船の出入が不可能になることもある。したがつて毎年浚渫を行なつて、漁港の機能を維持してきた。こうした防波堤開口部から土砂が巻込むことによつて、泊地の水深が浅くなる現象は砂浜海岸の港湾にはしばしばみられるもので、港湾の建設、修築にあたつて解決しておかなければならない重要な課題であろう。

とくに茱崎漁港のように毎年短期間で埋没が急速に進行する場合には漁業活動にも支障をきたすので、恒久的な埋没防止対策の樹立がいそがれていた。

そこで、昭和34年と35年に著者も参加して現地調査<sup>1)</sup>が行なわれ、泊地の埋没機構の究明に努力が払われてきた。しかし、波浪、沿岸流、海岸地形・底質など種々の要因が複雑な作用を及ぼすために、現地調査のみではその機構を十分に把握することがむづかしく、模型実験をも行なつて、その堆積機構を究明し、ついで有効な埋没防止対策を見い出すことも必要であつた。

本節は、この模型実験の結果を示すものであるが、現地の現象との対比によつて、その埋没機構がどのようにして把握されたかを示すとともに、従来、定性的傾向を見い出す程度にしかすぎなかつた漂砂の模型実験が、底質に関する相似則を考慮することによつて、定量的測定にも十分な成果をあげうる事が明らかにされる。

模型実験の結果を述べるに先だつて、まず茱崎漁港の現況について説明しておこう。

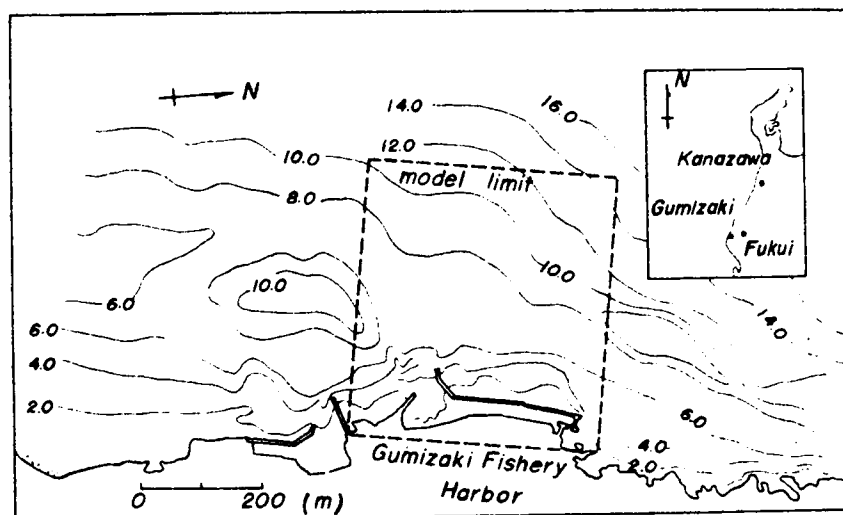


図 2・3・1 茱崎漁港の地形

茱崎漁港は福井市の西部約20 Kmにある日本海に面した一小漁港である。図2.3.1はその海岸付近および海底地形をしめすもので、海岸には各所に岩

礁が存在し、海底地形もかなり複雑で、菜崎漁港の前面では距岸約 500 m で水深が 10 m となつている。またその両側には距岸約 200 m で水深が 9 ～ 11 m の深い部分がある。漁港の防波堤は延長約 300 m で南北に長く、泊地の長さは約 200 m、幅は約 25 m、水深は約 2.0 m であつて、その形はほぼ長方形である。港口は港の南端にあり、波を遮蔽するため S W の方向に約 40 m 防波堤が延長されている。一方港奥すなわち港の北端には防波堤の一部が幅約 4 m にわたつて切欠かれ開口部となつている。

漁港の出入には泊地の水深が 1.8 ～ 2.0 m 必要であつて、冬季風浪の来襲ごとに浅くなると漁業活動にも支障をきたすようになる。冬季の風浪はほとんど storm によるもので、1 回の storm は大体 10 ～ 20 時間続くことが現地調査の結果明らかとなつた。この風浪の特性は波高 4.0 m 程度、周期約 6 sec で、波向は N W および N N W のものが大部分である。

港内泊地における底質はその粒径が 0.13 ～ 0.32 mm であり、港外のそれはほぼ 0.4 mm である。なお、この海岸には明白な漂砂の供給源がみられないので、港内に堆積する漂砂は港外に広く分布している底質が波の作用によつて浮遊し、港内に運搬されてきたものと考えられる。

### 3.1 漂砂に関する模型実験の相似律に関する考察

一般に水理模型実験においては現地と模型とで力学的相似がなりたたねはならない。とくに本節のように単に水の運動ばかりでなく、土砂の輸送をともなう場合には、これに関する力学的相似をも満足する必要がある。

碎波にいたるまでの波の運動に関する相似律は、摩擦による波の変形が無視できる場合、Froude の相似則にしたがい水平および鉛直方向の長さの縮尺を同一に選ぶことによつて、模型を相似にすることが期待できる。

いま、波高を  $H$ 、波長を  $L$ 、波の周期を  $T$ 、波速を  $c$ 、水粒子の水平速度を  $u$  とし、水深を  $h$  で表わすと、歪めない模型の場合には Froude の相似則によつてつぎの関係がえられる。すなわち、

$$\frac{H}{H_m} = \frac{L}{L_m} = \frac{h}{h_m} = \frac{l}{l_m} \dots\dots\dots (2.3.1)$$

$$\frac{T}{T_m} = \frac{u}{u_m} = \frac{c}{c_m} = \frac{t}{t_m} = \left(\frac{l}{l_m}\right)^{1/2} \dots\dots\dots (2.3.2)$$

となる。ここに添字  $p$  および  $m$  はそれぞれ現地および模型を表わし、 $l$  および  $t$  はそれぞれ長さと時間を表わしている。

一方、漂砂を直接支配するのは砕波後の波や流れの特性であつて、この場合には海底摩擦の影響も無視できないと考えられる。しかも Diephuis<sup>5)</sup> が実験によつて明らかにしたように、模型が小さくなつて、周期の短かい波を使用すると砕波水深に周期の効果が入つてくることになる。そのため砕波を含む実験では、できるだけ模型を大きくして、長い周期の波を用いた方がよいとされているが、砕波の機構が十分明らかでない現在、厳密に相似の条件を定めることは困難であろう。したがつて、周期の影響が入らない程度に模型を大きくすれば、砕波前の波の特性が Froude の相似則を満足していることから、砕波後の水の運動についても一応、Froude の相似則がそのまま適用されるであろう。

つぎに重要なことは、底質の移動に関する相似関係を定めることであるがここで問題となるのは模型実験に使用する底質の選定ならびに模型における地形変化の幾何学的縮尺、時間縮尺と水の運動のそれの間の関係を決定することである。しかしながら、波による底質移動の機構が明らかでない現在、普遍的な力学的相似の条件を定めることは困難と考えられ、現状では模型実験の結果と現地の観測資料と比較して、その再現性を検証する方法がとられているのが普通である。しかしいづれにしても、模型実験に使用する底質の選定にあつては、できるだけ底質輸送の力学的機構を考え、相似の条件を見出す必要がある。

まず、底質の選定について検討しよう。楢木<sup>6)</sup> は汀線と直角方向の底質移動に関する力学的機構を考慮し、漂砂量公式と限界流速を示す式とから波による掃流砂に関してその相似性を定めている。しかし本実験では掃流砂よりもむしろ浮遊砂が泊地の埋没に重要な役割をはたすと考えられ、これに着目して、相似関係を定める必要があろう。

いま波による浮遊砂の濃度の時間的平均値を  $\bar{c}$  とすると、濃度分布に関する方程式は

$$w_0 \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \epsilon_z \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right) = 0 \quad \dots\dots\dots (2 \cdot 3 \cdot 3)$$

となる。ここに  $z$  は水底から鉛直上向きにとる。また  $w_0$  は浮遊砂の沈降速度であり、 $\epsilon_z$  は波による  $z$  方向の渦動拡散係数である。現地と模型とで力学的相似がなりたつためには、現地（添字  $p$ ）に対する（2・3・3）式と模型（添字  $m$ ）に対するそれとにおいて対応する各項の比が等しければよい。すなわち（2・3・3）式より

$$\frac{w_{0p} \bar{C}_p / z_p}{w_{0m} \bar{C}_m / z_m} = \frac{\epsilon_{zp} \bar{C}_p / z_p^2}{\epsilon_{zm} \bar{C}_m / z_m^2} \dots\dots\dots (2 \cdot 3 \cdot 4)$$

の等式がなりたつ必要がある。（2・3・4）式を整理すること、

$$\frac{w_{0p}}{w_{0m}} = \left( \frac{\epsilon_{zp}}{\epsilon_{zm}} \right) \left( \frac{z_p}{z_m} \right)^{-1} \dots\dots\dots (2 \cdot 3 \cdot 5)$$

となる。したがって波による渦動粘性係数が明らかであれば、浮遊砂の輸送に関する相似関係を定めることができる。本間、堀川、鹿島ら<sup>7)</sup>はこの拡散係数を

$$\epsilon_z = \kappa^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right|^2 \bigg/ \left( \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)^2 \dots\dots\dots (2 \cdot 3 \cdot 6)$$

と仮定した。ここに、 $\kappa$  は Karman 定数であり、 $u$  は水粒子の水平速度である。彼らは（2・3・6）式における  $u$  に対して Airy の理論を用いて  $\epsilon_z$  を導いているが、底質の浮遊は波の攪乱作用と密接な関連をもつと考えられ、乱れの効果が Airy の理論によつて表現されうるかどうかはうたがわしい。一方岸ら<sup>8)</sup>は梶浦<sup>9)</sup>の理論にもとづいて、乱れの効果を導入し、 $\epsilon_z$  に対して

$$\epsilon_z = \kappa u_B^* (z + z_0) \dots\dots\dots (2 \cdot 3 \cdot 7)$$

を仮定し濃度分布を求めて、実験結果と比較し、かなりよく一致することを見出した。ここに、 $z$  は水底からの高さ、 $z_0$  は roughness length であり、 $u_B^*$  は波による摩擦速度の最大値に比例する量である。いま（2・3・7）式がなりたつものとし、これを（2・3・5）式に代入し、 $\kappa_p = \kappa_m$  さらに  $u_B^{*2} \propto f u_b^2 / 2$  を考慮すると、（2・3・5）式は

$$\frac{w_{0p}}{w_{0m}} = \left( \frac{C_{fb}}{C_{fm}} \right)^{1/2} \left( \frac{u_{bp}}{u_{bm}} \right) \dots\dots\dots (2 \cdot 3 \cdot 8)$$



となる。ここに $C_f$ は海底の摩擦係数であり、 $u_b$ は海底における水粒子の最大水平速度である。以上により、現地と模型との底質に対する相似関係は沈降速度の比で表されることがわかる。さらにその相似の条件には、Reynolds数と海底粗度との関数と考えられる $C_f$ の値が関係することになる。岩垣・柿沼<sup>10)</sup>は波浪観測の結果から各地海岸の海底摩擦係数を算出しているが、いまだ適確にその値を推定できる段階にはいたっていない。一方模型における海底摩擦係数も移動床模型では任意にこれを選定することが困難であり、かつ現地在乱流であつても、模型が乱流であるか層流であるかの判定も波運動の場合にはきわめて困難である。そこで、簡単のために、 $C_{fp}/C_{fm} = 1$ と仮定すると、(2・3・8)式は

$$\frac{w_{op}}{w_{om}} = \left( \frac{u_{bp}}{u_{bm}} \right) = \left( \frac{l_p}{l_m} \right)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (2 \cdot 3 \cdot 9)$$

となる。これは現地に対する底質と模型に対するそれとの沈降速度の縮尺が長さの縮尺の $\frac{1}{2}$ 乗に比例することを示している。図2・3・2は(2・3・9)式にもとづく計算結果の一例であつて、 $w_{op} = 2.02 \text{ cm/s}$  (粒径 $d_p = 2.2 \text{ mm}$ , 比重 $S_p = 2.65$

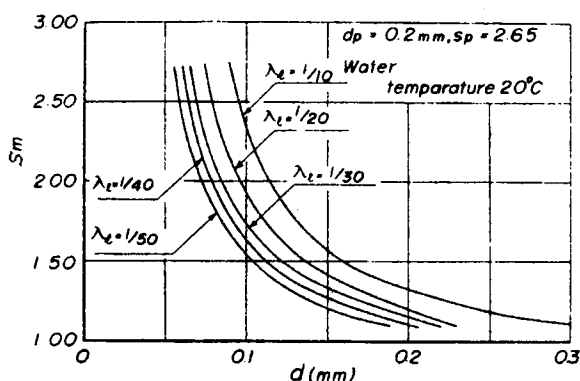


図 2・3・2 模型縮尺と模型底質特性との関係

水温 $20^\circ\text{C}$ )に対する模型底質の粒径 $d_m$ と比重 $S_m$ との関係を $\lambda_l = l_m/l_p$ ごとに示したものである。したがつて(2・3・9)式がなりたつとすれば、模型底質の選定にあつては、種々の現地底質に対して、これと同様な図から、模型に使用する底質の粒径と比重との関係および模型の縮尺を定めるこ

とができる。

つぎに、地形変化に対する縮尺について検討しよう。

いま、 $x$  軸を海岸に沿ってとり、これと直角方向に  $y$  軸、点  $(x, y)$  における水深を  $h$  とする。そして単位幅あたり単位時間に波や流れによつて輸送される漂砂量の  $x$  および  $y$  方向の成分をそれぞれ  $q_x$  および  $q_y$  とすると流砂に関する連続の式は

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{(1-\epsilon)} \left( \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} \right) \dots\dots\dots (2.3.10)$$

である。ここに  $\epsilon$  は空けき率である。この漂砂の連続条件に対して模型と実物との間に力学的相似関係が成立つためには、 $\epsilon_m = \epsilon_p$  として

$$(h_m/h_p)(t_{sp}/t_{sm}) = (q_{xm}/q_{xp})(x_{sp}/x_{sm}) = (q_{ym}/q_{yp})(y_{sp}/y_{sm}) \dots\dots\dots (2.3.11)$$

でなければならない。ここに添字  $s$  は底質の移動に関係するものを表わす。移動床模型実験の結果は底質の侵食、洗掘、あるいは堆積などの地形変化として示されるのが普通であるから、地形変化に対する水平縮尺  $x_{sm}/x_{sp}$ 、 $y_{sm}/y_{sp}$  および鉛直縮尺  $h_{sm}/h_{sp}$  は水の運動に対するそれ  $l_m/l_p$  と同一でなければならない。すなわち、

$$x_{sm}/x_{sp} = y_{sm}/y_{sp} = h_{sm}/h_{sp} = l_m/l_p \dots\dots\dots (2.3.12)$$

である。その結果、(2.3.12)式の第2および第3項から  $q_{xm}/q_{xp} = q_{ym}/q_{yp}$  の条件は一応満足されると考えてよいであろう。したがつて、いま方向に無関係な漂砂量を  $q$  とすると、その相似の条件は

$$(q_m/q_p)(t_{sm}/t_{sp}) = (l_m/l_p)^2 \dots\dots\dots (2.3.13)$$

となる。これが底質移動についての縮尺を決定する重要な関係の一つであるが、一つの式に対し、任意に選びうる量が  $(q_m/q_p)$  と  $(t_{sm}/t_{sp})$  の二つあるので、地形変化に関する時間縮尺  $(t_{sm}/t_{sp}) = \lambda_{ts}$  が一意的に求まるわけではない。したがつて、上の関係から、Froude の相似則にもとづいて計算される波に対する時間縮尺  $t_m/t_p = \lambda_t$  と地形変化に対する時間縮尺  $\lambda_{ts}$  との関係を見出すことはできないし、われわれが実際に模型実験を行なう場合、模型に使用すべき物質の特性を見出すこともできない。地形変化に対する時間縮尺  $\lambda_{ts}$  を決定する一つの方法は、漂砂量  $q$  の関数形を明らかにすることであ

る。ただ漂砂量  $q$  は波や流れの特性および輸送される物質の特性によつて、さらに漂砂の移動方向や底質の移動形態（浮遊とか掃流）によつても支配されるため、 $q$  を量的に表現することは特殊な場合を除いてきわめて困難である。いま、浮遊砂が卓越する場合について考察してみよう。浮遊砂量  $q$  は浮遊砂濃度を  $C$ 、流速を  $V$  とすると、

$$q = \int_0^h C V dz \quad \dots\dots\dots (2.3.14)$$

で表わされる。したがつて、これに対する現地と模型の比は

$$\frac{q_m}{q_p} = \left( \frac{C_m}{C_p} \right) \left( \frac{V_m}{V_p} \right) \left( \frac{h_m}{h_p} \right) \quad \dots\dots\dots (2.3.15)$$

となる。この関係を (2.3.13) 式に代入し、 $V_m/V_p = (t_m/t_p)^{1/2}$ 、 $h_m/h_p = l_m/l_p$  の関係を用いて整理すると、結局

$$\left( \frac{t_{sm}}{t_{sp}} \right) = \left( \frac{l_m}{l_p} \right)^{1/2} \left( \frac{l_m}{l_p} \right)^{-1} \quad \dots\dots\dots (2.3.16)$$

がえられる。模型の底質を (2.3.9) 式にもとづいて選んでも、 $C_m$  と  $C_p$  が同じ値をとるかどうかは、模型と実物の乱れに関係するため、簡単には決定できないと考えられる。したがつて、やはり (2.3.16) 式においてもその時間縮尺は一意的に定まらない。なお、 $t_{sm}/t_{sp} = t_m/t_p$  とするためには、現地の浮遊砂濃度  $C_p$  を測定し、 $C_m$  をそれと同じ値にしなければならない。

以上、地形変化に対する縮尺について述べてきたが、現在普通に用いられている方法は、上述したものでなく、まず最初、模型に使用する底質の特性を適当に選定する。（たとえば (2.3.9) 式もその一つの方法である）。こうすれば、 $q_m/q_p = \lambda_q$  の明確な値はわからないが、ともかくある値に決定される。したがつて (2.3.13) 式の関係から一応  $\lambda_{ts}$  に対してある値が一意的に与えられることになる。この値を見出すためには、現地の観測資料にもとづいて模型の再現性を確認しつつ、経験的な検証過程を繰返して、模型を調整し、その結果から  $\lambda_{ts}$  の値を求める方法をとればよい。

### 3-2 実験装置および実験方法

実験に使用した模型は  $10.5 \times 12.5$  m のコンクリート製平面水槽内に、

図2・3・1に示す範囲の海底地形を水平および鉛直縮尺1/50で作製した。模型実験に含まれる範囲は底質の移動限界水深を考慮して、最大水深を10mとし距岸500mの範囲をとった。なお港内泊地の水深は2mとした。水槽の底面はコンクリートの固定床とし、その上に防水モルタルで現地の海底地形と合致するようこて仕上げとした。また漂砂の侵入する港口および港奥の開口部は5～10cm掘下げて、そのなかに底質を敷並べ移動床とした。なお波の反射をできるだけ少なくするために、水槽側壁および防波堤前面に消波用アルミ薄と小さいテトラポットを設置した。

実験波は水槽の一端水深20cmの水平床に設置したフラッター式造波機を用いて起こした。この造波機は長さ10mの造波板をもち、無段変速機によつて周期を、また造波板に接続したアームの長さを変えることによつて波高を連続的に変えることができるようになっている。

沖波は水深20cmの水平床に電気抵抗式波高計を、また港内の波高は泊地に別個の同じ形の波高計を設置して、その水位変動を自動平衡型ペン書きオシログラフに自記させた。

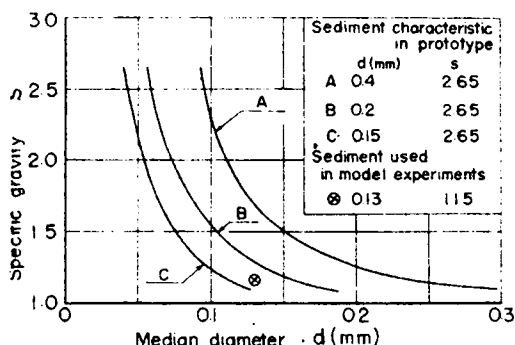
港内の表面流速は直径約2.5cm、厚さ約2mmのコルク板を黒く塗つて浮子とし、その浮子を水面上約5mの高さから、1.4secごとに写真撮影した。

泊地における底質の堆積状況は、水槽内に作製した0.2m間隔の網目の交点で、ポイントゲージを用いて水深を測定した。測定は実験開始後0.5時間、1.0時間、1.5時間……と続け、ほぼ平衡状態になるまで実験を続けた。

実験の対象となる現地の波の特性は、従来の調査結果から、波向NW、波高4m、周期6secの波とし、底質の特性は中央粒径を0.2mm、比重を2.65と定めた。したがつて、長さの縮尺を1/50にすれば、Froudeの相似則から実験に使用する波の周期は0.85sec、波高は8cmとなる。この場合実験に使用する波の沖波波形勾配は0.073と大きく、かつ周期は0.85secと短かいため、Diephuisの実験結果を参照すると、砕波水深にやや縮尺の効果が入ることになり、厳密には砕波後の水の運動に関する相似の条件を満足しない。しかし後述する底質輸送に関する相似の条件も十分厳密なものであるとはいえないから、この点は現地の調査資料と比較しながら模型の再現性を検証することによつて確かめたい。

実験に使用した底質は比重が 1.15 , 中央粒径が 0.13mm のほぼ均一な塩化ビニール粒子である。

図 2・3・3 は (2・3・9) 式において現地砂の比重  $S_p$  を 2.65 とし, 粒径  $d_p$  が 0.4 , 0.2 および 0.15mm に対応する模型底質の粒径と比重との関係を  $l_p/l_m = 50$  の場合について計算した結果である。図中の⊗印は上述の実



験に用いた塩化ビニール粒の比重と粒径を示している。この図からわかるように, 現地砂 ( $d_p = 0.2\text{mm}$ ,  $S_p = 2.65$ ) に対し模型底質はやや小さいが, 上に仮定した相似の条件をほぼ満足しているといえよう。

模型実験はつぎに述べるような項目について行なつた。すなわち

図 2・3・3 本実験に用いた底質特性

実験 A : 現地の観測資料と模型実験の結果とを比較して, 実験の再現性を検証すること,

実験 B : 現状における泊地の埋没機構を実験によつて究明すること, および

実験 C : 2 , 3 の防波堤あるいは防砂堤配置を考え, これに対する埋没防止機能を検討すること,

である。以上のうち, 実験 A は固定床による表面流の状況および移動床による漂砂の堆積状況を現地の観測資料と比較し, 実験の再現性を検討した。実験 B は泊地の埋没機構を究明するため, 漂砂の供給状態を変えて 2 種類の実験を行なつた。また実験 C は移動床によつて 3 種類の実験を行ない, 港の形状を変えた場合の埋没防止効果について比較実験を行なつた。

なお, 図 2・3・4 は, 茱崎漁港付近の模型を示すもので, 図中の数字は港内の位置を, またハッチを施した部分は模型底質を敷並べる部分を示している。表 2・3・1 は実験条件を上記した項目別を示したものである。なお図 2・3・5 は模型実験に用いた防波堤配置を示したものである。

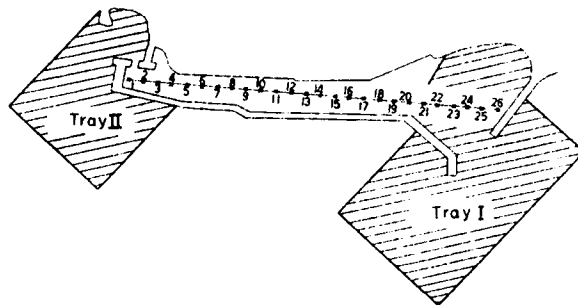


図 2・3・4 模型実験における移動床と堆積高測定位置

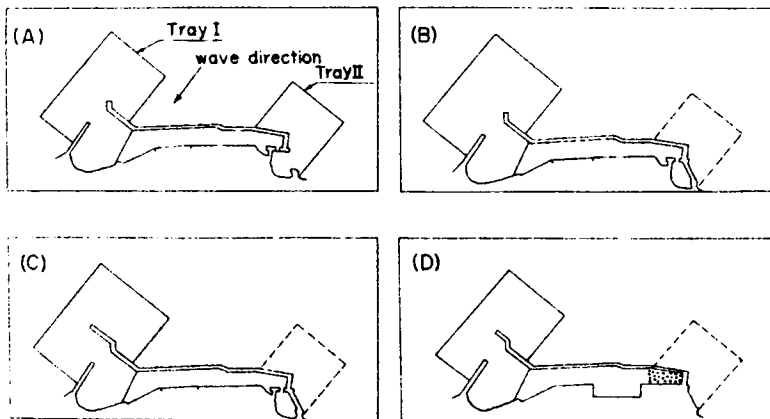


図 2・3・5 模型実験に用いた港湾形状

表 2・3・1 実験条件

実験番号	防波堤配置	水深(cm)	底面条件		測定事項
			Tray I	Tray II	
Test A	図 2・3・5 (A)	4	移動床	移動床	港内底質堆積高
Test B	(A)	4	固定床	固定床	波高分布, 流速流向
Test B-I	(A)	4	固定床	移動床	堆積高
Test B-II	(A)	4	移動床	固定床	堆積高
Test C-I	(B)	4	移動床	固定床	堆積高
Test C-II	(C)	4	移動床	固定床	堆積高
Test C-III	(C)	4	固定床	固定床	波高分布, 底面付近の流速
Test C-IV	(D)	6	移動床	固定床	堆積高

固定床の場合, Tray I および II には礫を敷きならべた。

### 3・3 実験結果と考察

#### (1) 模型実験の再現性(実験A)

前述したように、漂砂の運動を伴う水理模型実験では、いまだ十分な相似法則が確立されていない。ここでは、一応(2・3・9)式によつて、模型の底質を選定したが、地形変化に関する相似性については何ら明確になつていない。そこで、まず、模型と現地の堆積高を比較することによつて模型実験の再現性を確かめる必要がある。

再現性の実験は、図2・3・5に示される港湾形状(A)を用いて、またTray IおよびIIを移動床として行なわれた。

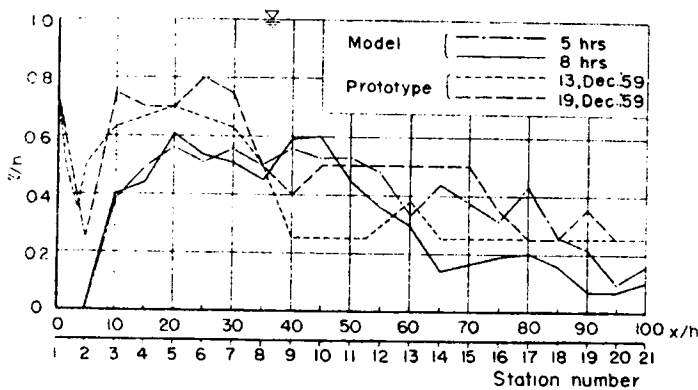


図 2・3・6 再現性検証実験(実験A)の結果

図2・3・6は泊地内における漂砂の堆積高を模型実験の結果と現地の資料にもとづいて比較したものであつて、縦軸は堆積高 $\eta$ と泊地の初期水深 $h$ の比 $\eta/h$ を、また横軸は港の長さ方向の距離 $x$ と初期水深 $h$ の比 $x/h$ を表わしている。なお、 $x/h=0$ は図2・3・5におけるSt・No 1を、また $x/h=120$ はSt・No. 26を示している。図中の1点鎖線および実線は、それぞれ実験開始後5時間および8時間を経たときの堆積状況を、また現地の資料は昭和34年12月13日および19日に行なつた深淺測量の結果を示している。なお、この期間中に一度stormがおそつている。

実験中の漂砂の堆積状況は、開始後30分まできわめて急速であつたが、



その後は局所的変化がみられる程度で，3～5時間後にはほぼ平衡状態となつた。この図から明かなように，その堆積状況は現地のそれとほぼ一致しているようであつて，底質の移動に関する相似の条件も満足されているといえよう。

以上により，模型実験の結果は現地の状況をかなりよく再現しているようであるから，埋没機構およびその防止策に対する実験結果を現地へ適用しても，かなり妥当な結果をうることが期待できる。

## (2) 埋没機構の究明に関する二，三の実験（実験B）

以上により，一応模型の再現性が検証されたので，現状での埋没機構を明らかにするために二，三の実験を試みた。

まず，茱崎港近辺の水理現象を把握するめに，港内泊地の波と流れの測定を行なつた。

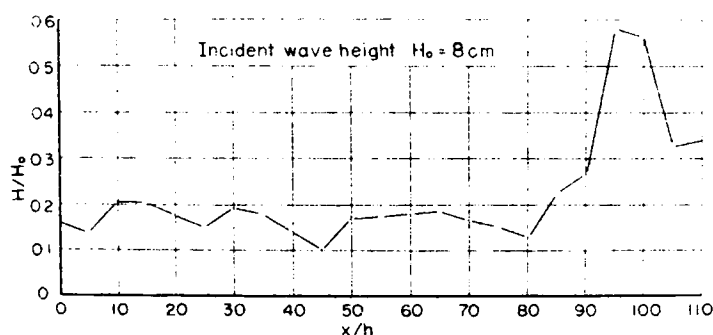
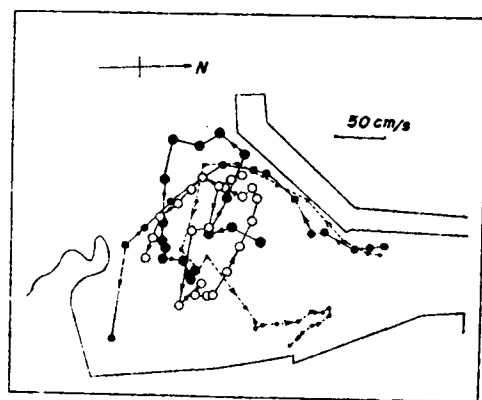


図 2・3・7 港内波高分布

図 2・3・7 は，港内泊地における波高分布を，沖波波高 $H_0$ との相対波高で示したものである。この図から明かなように， $H/H_0$ の値は，港口の近く，すなわち $x/h=90\sim120$ において $0.25\sim0.60$ とかなり大きい，それ以外の場所では $0.15\sim0.20$ とかなり小さい。このことは，港口から侵入した土砂が泊地に容易に沈澱し，堆積することを示しているが，図 2・3・6 から明かなように， $x/h=20\sim50$ とかなり波の小さい港奥に土砂が堆積する

理由は十分に説明することができない。

図 2・3・8 (a) は昭和 34 年 12 月 14 日から 16 日までの 3 日間に行なつ港内の表面流向，流速の観測結果である。表面流の観測は直径約 20 cm のゴムボールと石塊（水面下約 1 m）とを麻ロープで結んで浮標とし，この浮標



(a)

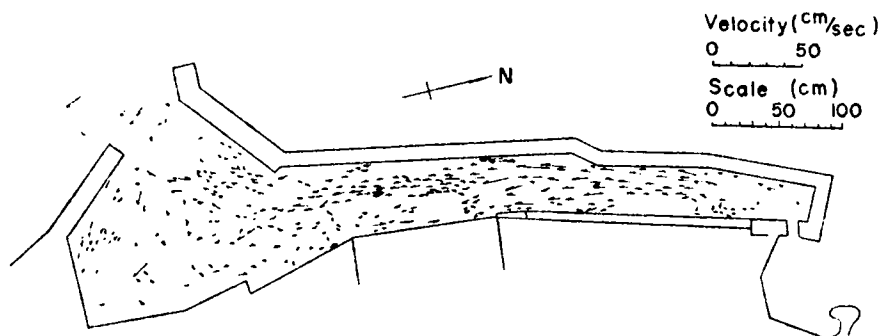


図 2・3・8 港内の流向と流速 (b)

の位置を 30 sec ごとに 2 台のトランシットで追跡した。図中の矢印はその流向を，丸印は 30 sec ごとの浮標の位置を示している。なお表面流観測中は波高を測定しなかつたが，三国港における風向，風速がそれぞれ W N W， $9.4 \sim 9.8 \text{ m/s}$  であつたことから，菜崎漁港における有義波高はおよそ 2.0 m であつたと推定される。

一方、図 2・3・8 (b) は模型実験における表面流向、流速を矢印とその長さで示したものである。これらの図から、現地でも、模型実験においても、港口近くの泊地では反時計廻りの循環流がみられ、かつ流速も大体相似関係にあることがわかる。したがって、一応流れに関してはほぼ相似の条件が満足されているといえよう。さらに、この港においては、北端開口部から南端港口に向う流れが卓越しているのがわかる。

以上、この港における波と流れについて検討してきたが、これらの波や流れが港内泊地の埋没に及ぼす効果を明らかにするために、種々の実験を行なった。まず、流れの効果を確かめるために、図 2・3・5(A) に示すように、港湾形状を現状のままとし、Tray II のみを移動床として、泊地内の堆積高を測定した。

図 2・3・9 はこの実験結果（実験 B - I）であつて、実験開始後それぞれ 30 分、4 時間および 5 時間を経たときの泊地の堆積高を無次元表示したものである。なお、この実験中には、Tray II の海底地形を現地のそれと同じにするようつねに注意をはらい、地形が変化すれば底質を補給して補正を行なった。この図から明らかなように、堆積高はきわめて大きくなり、泊地内の  $x/h = 10$  付近ではほぼ水面まで埋没するのがわかる。この図を図 2・3・6 と比較すると堆積高が非常に大きくなっているが、これは実験中に底質を補給したためと考えられる。この実験では Tray I が固定床であるため、泊

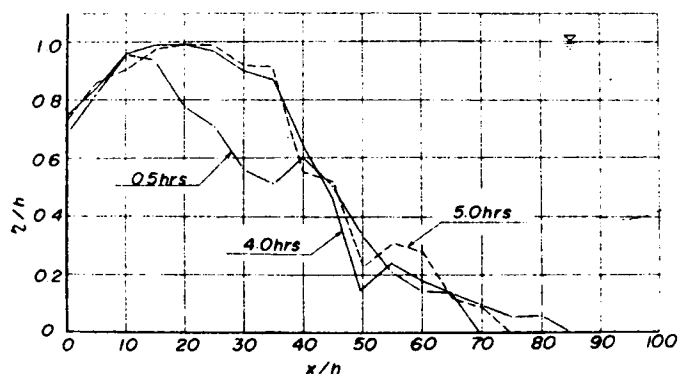


図 2・3・9 堆積高の無次元表示（実験 B - I）

地内への流入土砂は北端開口部からのみであつて、図 2・3・8 に示す流れが土砂の侵入、堆積に大きな影響を及ぼしていることが明らかとなつた。さらに、底質を補給したことによつて港外における浮遊砂濃度が大きくなつたと推定され、これが港内の堆積土砂量に大きな影響を及ぼし、その結果、堆積高が大きくなつたものと考えられる。

つぎに、実験 B-Ⅱ は、南端港口から波の作用によつて港内泊地に土砂が侵入し、堆積する機構を明らかにするために、Tray I のみを移動床とし、港湾形状を現状のまま（図 2・3・5 (A)）として行なわれた。図 2・3・10 は、実験 B-Ⅱ に対する実験の結果であつて、実験開始後 1 時間、3 時間および 5 時間における堆積高を無次元表示したものである。

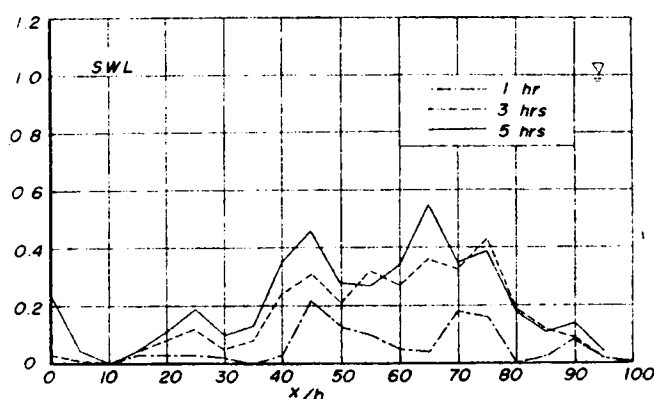


図 2・3・10 堆積高の無次元表示（実験 B-Ⅱ）

この図から明らかなように、南端港口からも波の作用によつて土砂が侵入すること、および B-I の結果に比べて、堆積量はかなり少ないことがわかる。さらに、港内に侵入した底質は、流れの方向とは逆に、港の奥深くにまで達すること、ならびに、その堆積状況が波形を呈していることなど非常に興味深い結果が示されている。これは、第 1 編、第 3 章で述べた重複波による質量輸送に密接な関連があると考えられる。

### (3) 埋没防止に関する二、三の実験（実験 C）

以上により、北端開口部からの流れが港の埋没にきわめて大きい影響をお

よぼすことが明らかとなつたので，この部分を縮切つた場合（実験C-I）さらに波による底質の浮遊の効果を減ずるため，港口における防波堤をSW方向にさらに40m延長した場合（実験C-II）について実験を行ない，埋没防止の機能を確認めよう。図2・3・11は実験C-Iに対する実験結果であるが，港奥を縮切ると $x/h=60\sim70$ 付近の堆積が多いのみで，実験Bとくらべて泊地全体の堆積土砂量はきわめて少なくなり，漂砂の堆積に対して流れの効果が顕著であることを示している。しかし泊地への漁船の出入に支障をきたす点では実験Bの場合と大差ない。

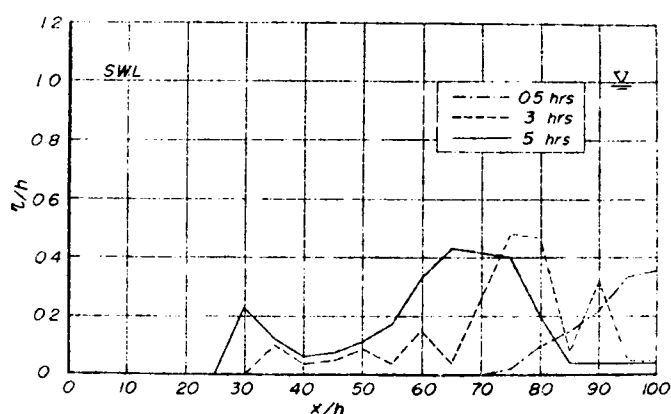


図 2・3・11 堆積高の無次元表示（実験C-I）

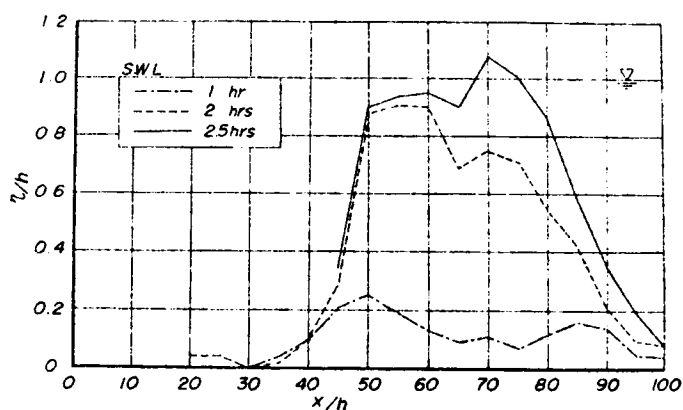


図 2・3・12 堆積高の無次元表示（実験C-II）

図 2・3・12は C-II に対する実験結果であつて、港奥を締切つた上、さらに港口防波堤を延長した場合である。この図から明らかなように、実験 C-I と比較して、堆積高が増大し、 $x/h=70$  付近ではほぼ水面まで埋没してしまうことがわかる。この結果は、防波堤を延長しても、港湾の埋没に対して効果を發揮しない場合のあることを示すものであつて、この場合には、防波堤を延長したことによつて、むしろ埋没を助長した結果になつてゐる。

防波堤を延長したことによつて、かえつて堆積土砂量が増大した理由を明らかにするために、実験 C-II と同じ条件で港内泊地の波高が測定された（実験 C-III）。ただし、実験 C-III では、Tary I と II は固定床とした。

図 2・3・13 は、実験 C-III に対する港内泊地の波高分布を示すものであつて、現状における波高分布を示す図 2・3・7 と比較すると、

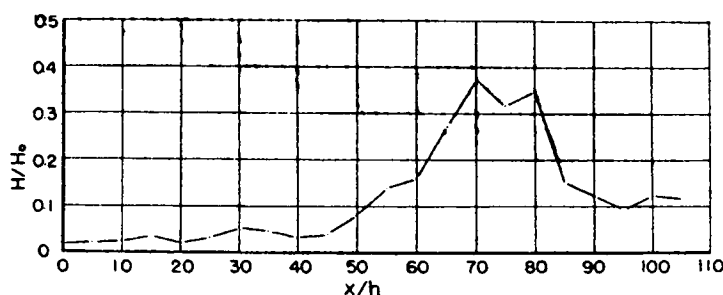


図 2・3・13 港内波高分布（実験 C-III）

- (1) 港口付近の波高は防波堤を延長することによつて減少している。
- (2) 北端開口部を締切つたため  $x/h = 0 \sim 50$  における波高はきわめて小さくなつてゐる、および(3)  $x/h = 60 \sim 80$  における  $H/H_0$  の値はほぼ 0.35 と図 2・3・7 におけるそれ 0.17 の 2 倍になつてゐる、ことなどが見い出される。

これは、防波堤を延長したことによつて、港の固有周期に合致する共振現象すなわち静振が発達したためであると考えられる。静振は重複波の一種であるから、第 1 編第 3 章で述べたように、底質は、重複波にともなう質量輸送によつて、この場合、その腹の位置に輸送されたものと推定される。

以上のような理由から、重複波が港内泊地における土砂の堆積に対して重

要な役割をはたしているとするならば、これを防ぐためには、港内に重複波が発生しないようにすることである。そこで、著者は、重複波の発生を防止する試みとして、図 2.3.5 (D) に示すような港湾形状を用いてふたたび実験を行なった。港内の静振は、港の形状（長方形の場合、長さとお水深によつて自由振動の周期が定まる）によつて定まるから、平面形状をゑることが困難な場合には水深をかえ、港奥における反射を減じる工夫をすることによつて、これを防ぐことができるであらう。

図 2.3.5 (D) は水深を 6cm（現地で 3 m）とし、港奥鉛直壁に消波工を設けて傾斜壁とし反射波を減ずるようにした形状を示すものである。

実験 C - IV はこのような条件のもとに行なわれた。図 2.3.14 は、実験 C - IV に対する堆積高を無次元表示したものであつて、実験開始後ほぼ 4 時間で平衡状態に達し、それ以後、ほとんど埋没が進行しないことが明らかとなつた。さらに、侵入土砂量もきわめて少なく、港内奥深くにまで侵入することもないようである。この結果は、栂崎漁港の埋没が重複波による質量輸送によることを間接的に示すものであると考えられ、さらに、この方法が埋没防止に役立つことが明らかとなつた。

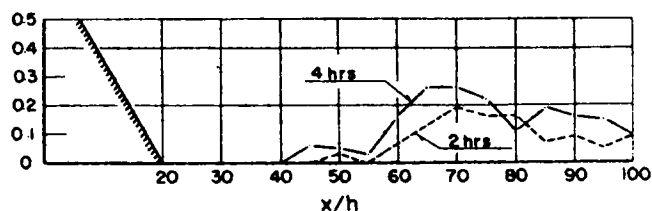


図 2.3.14 堆積高の無次元表示（実験 C - IV）

#### 第 4 節 結 語

本章では、漂砂の侵入、堆積によつておこる港内泊地の埋没問題について検討するために、まずわが国における港湾埋没の実態を二、三の実例について紹介し、その問題点を明らかにするとともに、一漁港における埋没機構の模型実験による解明を試み、さらに漂砂現象の解明に対する移動床模型の有用性について考察を行なつた。

以上、本章においてえられた結果を要約するとつぎのようである。

1) 港湾の埋没機構はその地域的特性のため多種多様であるが、港内における定常波が重要な役割をはたす場合のあることが明らかとなった。

2) 茅崎漁港に関する実験では、漂砂の堆積に及ぼす波と流れの効果について検討し、港内の流れが埋没の一原因であることを確かめ、その流れを防止することによつて堆積土砂量が急減することを示した。

3) 防波堤の配置を誤まると、漂砂に微妙な影響を与え、埋没を助長する場合があることも明らかとなった。

4) 移動床模型実験において、相似律の関係から底質として比重の軽い塩化ビニール粒子を選んだが、これによつて模型でも現地の地形変化が再現される場合のあることが明らかとなった。なお本章では、沈降速度がFroudeの相似則に従うように、底質を選定して、地形変化の再現性を確認した。

5) この港における埋没防止策の一つとして、重複波を発生させないように港湾形状を考え、それにもとづいて実験を行ない、埋没量が非常に減少することを確かめたが、ここに示した方法が最良のものであるかどうかは、さらに実験を繰返してはじめて決定できると考えられる。



## 参 考 文 献

- 1) 井島武士・佐藤昭二・青野尙・鶴川義郎：茨城県磯浜港海岸の漂砂について，第8回海岸工学講演会講演集，昭36・9，pp 168-175.
- 2) 荒田哲弥・高隆二：岩船港の変遷，第12回海岸工学講演会講演集，昭40・11，pp 114-121.
- 3) 速水頌一郎・堀俊之・足立昭平：泊港の埋没について，土木学会誌，第35巻4号，昭25・4，pp. 19-28.
- 4) 石原藤次郎・岩垣雄一・野田英明： 茱崎港の漂砂調査について，京都大学防災研究所年報第4号，昭36・3，pp. 221-236.
- 5) Diephuis, J. G. H. R. : Scale Effects Involving the Breaking of Waves, Proc. 6th Conf. on Coastal Eng., 1958, pp. 194-201.
- 6) 樺木亨：移動床実験の現地海岸への適用に関する一考察，第8回海岸工学講演会講演集，昭36，pp. 134-138
- 7) 本間仁，堀川清司，鹿島遼一：波による浮遊砂に関する研究，第11回海岸工学講演会講演集，昭39，pp. 159-166.
- 8) 岸力，榎国夫，山崎貞元：波動による底質の浮遊，土木学会第20回年次学術講演会講演概要，第II部，昭40，pp. 66-1-2
- 9) Kajiura, K. : On the Bottom Friction in an Oscillatory Current, Bulletin of the Earthquake Res. Inst., Vol. 42, 1964, pp. 147-174
- 10) 岩垣雄一，柿沼忠男，宮井宏：現地海岸における海底摩擦係数について第12回海岸工学講演会講演集，昭40，pp. 35-40.

## 第4章 河口閉塞に関する研究

### 第1節 概 説

河口が閉塞する原因には、洪水によって上流から多量の土砂を運び、これが河口に堆積するために起こる河川だけに起因するものと、波浪のエネルギーが河川流のそれよりも大きい場合に、漂砂が卓越して河口が埋没するために起こるものがある。しかし、近年のように、河川の上流に多くのダムが建設されて、河口に排出される土砂が減少し、かつ流域変更などによって、河川の流量も減少する傾向にあるときは、前者による閉塞よりもむしろ後者による閉塞が助長されるものと考えられる。

さらに、後者による閉塞は波浪と河川流のもつ掃流力の相対関係によって定まるのはもちろんであるが、海岸の漂砂の移動方向にも関係しよう。漂砂の移動方向は海岸線に直角な成分と平行な成分とに分けられる。これに対応して、海岸の変形も海岸に平行方向に地形変化が起こる場合と、海岸に直角方向の海底断面の変形が起こる場合とに分けられる。海岸線に直角な方向に波が卓越し、海岸に平行方向の地形変化がないような地点に河口がある場合とか、導流堤によって海岸線に平行方向の漂砂が遮断されるような場合に、河口が埋没するのは、波によって、漂砂が河口付近に打上げられて生ずる堆砂が原因と思われる。

以上述べたように、河口の閉塞原因はきわめて多様であって、さらに河口の水理現象も風浪、潮汐その他の河水と海水の密度差などの影響を受けるため、それら相互の間にきわめて複雑な関係があり、現状では未解決の課題も多い。

こうした複雑な条件のもとに発達する河口砂州は、その消長が著るしく、時には河口を閉塞して、洪水時に著るしく河川水位が上昇し、氾濫の危険を増大させるとともに、渇水時には舟航に支障をきたすなど、われわれの社会生活に重大な影響を与える災害を引き起こしている。

さて、樁木<sup>1)</sup>はこうした河口閉塞の原因をさらに詳細に分類し、その主要原因としてつぎの4つをあげている。すなわち、

- (1) 河川流による運搬土砂の堆積
- (2) 波による土砂の押込み
- (3) 河口前面に形成される沿岸砂州
- (4) 沿岸漂砂による砂州形成

である。しかし、これらの現象は別々に起こるものではなく、樁木も指摘しているように、取り扱いの便宜上分けられたものであって、実際には、いくつかの現象が重なって生じていると考えられる。

こうした分類によって、従来の研究を概観すると、(1)については、Grijm<sup>2)</sup>や Bakker-Edelman<sup>3)</sup>による河口デルタの発達に関する研究、(2)については、篠原・椿・吉岡・上森<sup>4)</sup>による実験的研究、(3)については、流れと波の相互作用による沿岸砂州の発生・発達を取り扱った樁木<sup>5), 6)</sup>の研究があり、(4)についても、樁木<sup>1)</sup>が検討を加えている。

一方、Bruun-Gerritsenは、河口地形の安定性を論じるために、河口地形を3つに分類した。すなわち、geological backgroundをもつ河口、hydrological backgroundをもつ河口および littoral drift backgroundをもつ河口である。geological backgroundをもつ河口は、河口の最狭部付近が岩石よりなるものであって、流況の影響をうけないので、河口の地形はほとんど変化しないものである。hydrological backgroundをもつ河口は、河川流と潮流の影響が強いために、その流量に対応した形となり、上流にいくほど、流水断面積が漸減する。最後の littoral drift backgroundをもつ河口は一般に砂浜海岸を貫通して海に流入しているもので、沿岸漂砂の影響が著るしく、堆砂の原因は漂砂であることが多い。Bruun-Gerritsen<sup>7)</sup>および O'Brien<sup>8)</sup>は、米国における沿岸漂砂の影響を強く受ける河口について調査し、その最小流水断面積と tidal prism の間に密接な関係のあることを見出し、これを Gorge theory と名付けた。しかし、こうした河口地形の変形過程を正確に表現する力学的関係はまだ十分明らかではなく、とくに、Littoral drift backgroundをもつ河口はその変形がきわめて複雑であるので、取り扱か

いが最も困難な問題の一つとなっている。とくに、わが国の中小河川は潮流よりもむしろ洪水流の影響を大きく受けるために、波浪による閉塞と、洪水による拡張とが繰返されている。しかし、近年、貯水池の建設によって河口に排出される流量が調整されるようになり、また水利用の高度化によって取水量が増大して、河口における流量が減少する傾向にあるとき、低水量に対してどの程度閉塞が進むかを予知すること、またこうした状態で出水があった場合、河道内水位がどこまで上昇するかを予知することが重要な問題となっている。

そこで、本章では、こうした複雑な河口閉塞現象を解明する第1段階として、まず第2節においてきわめて単純な河口模型を考え、海岸線に直角な方向に波が卓越する場合の河口閉塞機構を実験的に解明する。したがって、第2節での取り扱いは、当然、河水の掃流力を無視して、波浪の掃流力のみによって河口が埋没する現象を検討することになる。ついで、第3節では、わが国各地の河川における河口の Gorge 断面の特性について言及し、これの安定について論ずる。さらに、第4節では、洪水時における河口砂州の崩壊の機構を明らかにするため、現地の観測資料にもとづいて拡張された河口の最小断面積と洪水流量の関係を見出し、Bruun らによって提唱された Gorge theory の洪水流に対する適用を試みるとともに、閉塞が進んだ状態で出水があった場合の水位上昇についても現地の資料にもとづいて検討する。

## 第2節 波浪による河口地形の変化に関する実験

第1節で述べたように、本節では、きわめて単純な河口モデルを考え、河口閉塞に及ぼす波浪の効果について実験的に検討する。

河口の埋没は河口における波浪、河川流、潮流や密度流などに支配されることはいうまでもないが、こうした河口の水理現象は非常に複雑であって、そのため、現象の本質を適確に把握することがきわめて困難である。したがって、このような場合に取りられる一つの方法は、できるだけ単純化したモデルを設定して系統的に実験を行ない、現象を支配する要因が何であるかを、実験によって適確に把握し、現象の本質を見出すことであろう。そこで、著

者は河口閉塞現象を解明する第一歩として、以下に述べる簡単な2次元河口模型を考え、河川流がないという条件のもとで、波浪によって河口が閉塞する現象を解明するための二・三の実験を試みた。

## 2・1 実験装置および実験方法

実験は図2・4・1に示すように、長さ21m、幅50cm、深さ65cmの鋼製2次元水槽を用いて行なった。水槽の一端には長さ4mの水平な河床部

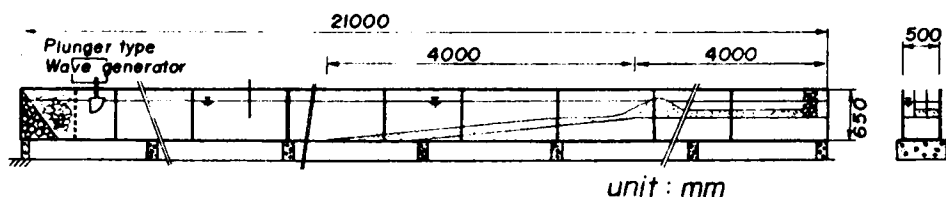


図2・4・1 実験水槽

を設け、これに勾配1/10の傾斜部を接続して海浜部とした。さらに水槽には隔壁を設けて断面を三部分に分け、その中の二部分に粒径の異なる砂を、10cmの厚さに敷いて模型河口とした。また水槽の他端には0.5HPのランジャー型造波機が取り付けられており、波高は造波体に接続したアームの長さを変えることによって、また周期は無段変速機によって変えうるようになっている。

実験に用いた砂の特性は中央粒径 $d_{50}$ がそれぞれ0.19、0.36および0.67mmの3種類であって、それぞれの比重は2.70、2.70および2.67である。これらの砂の粒度分布は図2・4・2に示すようであって、ほぼ均一な粒径の砂である。

実験に用いた波の特性は、周期が0.70～2.82sec、沖波波高は2.40～8.45cmである。波高は水深一定の水平部に電気抵抗式波高計を一台設置し、これを用いて測定し、沖波に換算した。なお実験に用いた河床水深は1.4～10.0cmの範囲である。

実験はこれら種々の条件に対して、さきに述べた3種類の砂を用いて進め、それぞれの底質に対する河口付近の断面形状を実験開始後適当な時間間隔ごとにポイントゲージで測定し、平衡形状に達したとみられるまで実験を続け

た。

## 2・2 実験結果と考察

以上のような単純化した河口模型でさえ、波による河口の閉塞現象はきわめて複雑であって、波の作用によって河口付近の断面形状が変化する過程を適確に論じることが容易でない。したがって、ここでは、まず次元解析の方法によって実験結果を整理し、河口の閉塞現象を吟味していこう。

いま、2次元水槽において、波の作用による河口の縦断面形状の変化は、河床水深  $h_r$ 、沖波波高  $H_0$ 、沖波波長  $L_0$ 、周期  $T$ 、底質の大きさ  $d$ （中央粒径）、底質の密度  $\sigma$ 、水の密度  $\rho$ 、水の動粘性係数  $\nu$ 、重力の加速度  $g$  および海浜の初期勾配  $i_0$  などの諸量に影響されるものと考えられる。

したがって、図2・4・3に示すように、 $z$ を静水面からの深さ（鉛直下向きを正）とし、 $x$ を静水面に沿う水平距離（冲向きを正）として、波の作用時間を  $t$  で表わせば、 $L_0 = gT^2 / 2\pi$  の関係があるから、次元解析により

$$f\left(z/L_0, x/L_0, h_r/H_0, H_0/L_0, H_0/d, d\sqrt{gH_0}/\nu, \sigma/\rho, i_0, t/T\right) = 0 \cdots (2.4.1)$$

なる関係がえられる。したがって、上式中に示される各無次元量は、河口における流砂現象を支配する要素であると考えられる。以後、実験結果から、これらの諸要素が及ぼす効果を順次明らかにしていこう。

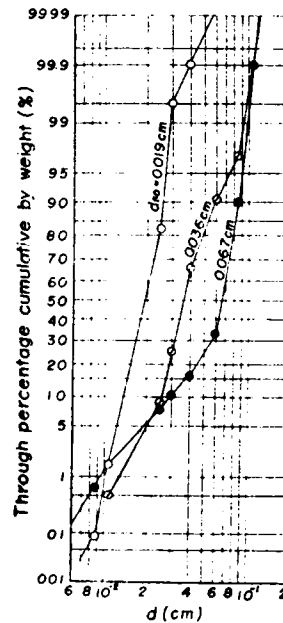


図2・4・2 底質の粒度分布

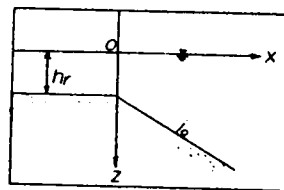


図2・4・3 記号の説明図

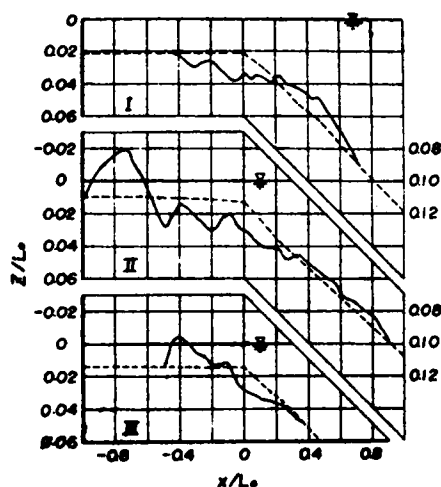
a) 河口の平衡断面形状：実験によると、河口の初期形状は波の作用を受けて漸次変形するが、実験開始後、数時間ないし10数時間経過すると、それ以上形状が変化しないという平衡状態に達する。このように、平衡状態に達した後の議論では(2・4・1)式において $t/T$ を落すことができ、さらに砂の比重を一定とすれば $\sigma/\rho$ も、また著者の実験では海浜の初期勾配も $1/10$ と一定であるのでとることができる。したがって、(2・4・1)式はつぎのように書きかえられる。

$$f_1(z/L_0, x/L_0, h_T/H_0, H_0/L_0, H_0/d, d\sqrt{gH_0}/\nu) = 0 \dots (2 \cdot 4 \cdot 2)$$

実験によって得られた平衡断面形はきわめて複雑であるが、多くの実験結果からこれらを分類すると、ほぼ3種類に分けられる。図2・4・4は平衡断面形状を $x/L_0$ および $z/L_0$ で

無次元化して表わしたものであって、さきに述べた3種類の代表的な形状が示されている。いま、Iを侵食型、IIを遷移型、IIIを堆積型と呼ぶことにして、それぞれの特徴を示すとつぎのようである。

侵食型は碎波点付近から岸側が波の作用で洗堀され、その部分の砂礫が碎波点より沖側に堆積する。篠原<sup>4)</sup>らは沖波波形勾配の値が大きい場合およびその値が小さくても河川流量が多い場合に、この型になることを指摘している。しかし図2・4・4からも明らかなように、 $H_0/L_0$ の値が0.025とそれほど大きくない場合でも、この型は存在する。この事実は河川



	$H_0/L_0$	$H_0/d$	$h_T/H_0$	$d\sqrt{gH_0}/\nu$
I	0.025	321	0.82	94
II	0.020	238	0.60	127
III	0.024	126	0.58	61

図 2・4・4  
平衡断面形の分類

流量や沖波波形勾配のみでなく、他の要素もこの型の形成に参与することを示すものであろう。しかしいずれにしても、この型では、河口に砂堆が発生

しないから、河口閉塞は起こらない。一方、遷移型および堆積型も浸食型と同様に碎波点付近から岸側が洗掘される。しかしこの部分の砂礫は岸向きに輸送され、河床部に堆積して砂堆を形成する。これは河口閉塞の一原因をなすものと考えられ、波による河口砂堆の発生限界を検討するためには、浸食型と遷移型、堆積型とを分ける限界を見い出すことが重要であると考えられる。

b) 河口砂堆の発生限界：以上述べたことから明らかなように、河口砂堆の発生限界は、河口付近の平衡形状が堆積型、遷移型に属するか、あるいは浸食型に属するかを判別することによって示されよう。第2編第2章で述べたように、海浜の平衡形状に関する実験の結果から、これに影響を与える要素として、沖波波形勾配 $H_0/L_0$ と相対粒径 $H_0/d$ が重要であることを指摘した。ここで取り扱われる河口付近の海岸形状についても、これらの無次元量が重要な役割を果たすものと考えられるが、さらに(2・4・2)式中に示される無次元量 $h_r/H_0$ および $d\sqrt{gH_0}/\nu$ も何らかの効果を与えるものと思われる。したがって、河口砂堆の発生・発達の内容はこれら4つの無次元量によって支配されるものと推定され、それぞれの効果を明らかにする必要がある。図2・4・5は $d\sqrt{gH_0}/\nu$ の効果を明らかにするために実験値をプロ

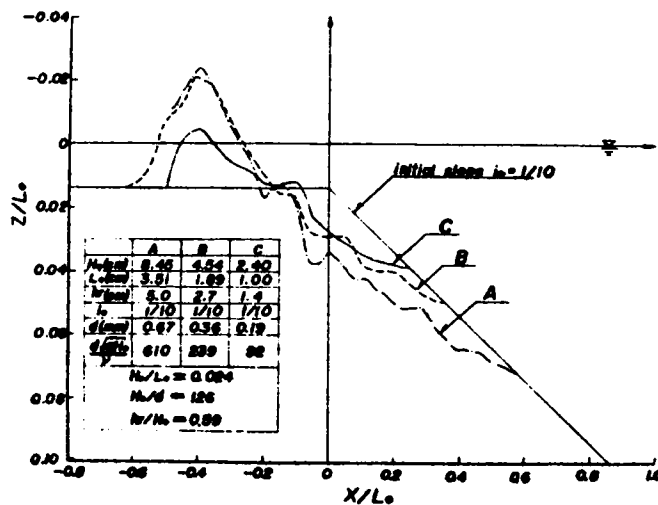


図2・4・5 平衡断面形におよぼす $d\sqrt{gH_0}/\nu$ の効果



ットした一例であって、 $H_0/L_0$ ,  $H_0/d$  および  $h_r/H_0$  の値を一定にして、 $d\sqrt{gH_0}/\nu$  の値を 92、239 および 610 と変えたときの平衡形状を示している。この図から、 $d\sqrt{gH_0}/\nu$  の値が大きくなると、それとともに漂砂の移動量が増加し、砂堆の堆積高も大きくなる傾向がみえる。しかし、いずれの断面形状も河口に砂堆が発達している堆積型であって、著者の実験範囲では、これに対する  $d\sqrt{gH_0}/\nu$  の効果はほとんど無視できるようである。ただし、砂堆の規模は  $d\sqrt{gH_0}/\nu$  の値によって左右されると考えられ、その移動限界水深は  $d\sqrt{gH_0}/\nu$  の値によって異なることがわかる。

以上の結果から、河口付近の海岸形状に及ぼす  $d\sqrt{gH_0}/\nu$  の効果は一応無視してよいものと考えられる。ただし、河口砂堆の規模や移動限界水深付近の現象を取り扱う場合には、 $d\sqrt{gH_0}/\nu$  の効果は無視できないようである。

図 2・4・6 は  $h_r/H_0 = 0.60$  の場合の平衡形状を  $H_0/L_0$  と  $H_0/d$  との関係で分類したものであって、図中の実線は Rector<sup>9)</sup> が海浜の平衡形状から求めた堆積型と浸食型の境界を示すもので、その関係は

$$H_0/d = 6.85 (H_0/L_0)^{-1/4} \quad \dots (2.4.3)$$

で表わされる。 $h_r/H_0 = 0.60$  の場合の河口付近の海岸形状は Rector の結果とやや相違するが、その傾向はよく一致し、 $H_0/L_0$  の値あるいは  $H_0/d$  の値が大きくなれば、河口に砂堆を形成しない浸食型になるのがわかる。

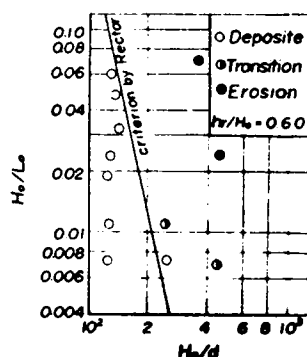


図 2・4・6  
平衡断面形状の分類

つぎに、河床水深  $h_r$  が平衡形状に及ぼす効果について検討しよう。河口にやってくる波の特性が一定であっても、河床水深が大きくなれば、砕波の位置が河口に近づき、波によって打上げられる漂砂量も変化することが予想される。さらに河床水深が大きくなって、移動限界水深以上になれば、河口付近の底質はもはや波によって移動することではなく、その形状は初期の状態

を維持するであろう。したがって、河口砂堆の発生限界もこの移動限界水深によって規定されるものと考えられる。

第1編第4章で述べたように、波による底質の移動限界は、

$u_{0l}^{*2} / \{(\sigma/\rho) - 1\} g d \tan \varphi = f(u_{0l}^* d/\nu, u_{0l}^* \delta/\nu) \dots (2.4.4)$   
 で表わされる。ここに、 $u_0$  は波による底面水粒子の最大水平速度であり、 $u_{0l}^*$  は層流境界層理論にもとづく摩擦速度であって、それぞれ、

$$\left. \begin{aligned} u_0 &= \frac{\pi H}{T} / \sinh(2\pi h/L) \\ u_{0l}^* &= \left[ \left( \frac{2\pi\nu}{T} \right)^{1/2} u_0 \right]^{1/2} \end{aligned} \right\} \dots (2.4.5)$$

であり、さらに、 $\delta = (\nu T/2\pi)^{1/2}$  となる。

さて、第1編第4章における実験結果を図示すると、図2.4.7のようである。この図は縦軸に  $u_{0l}^{*2} / \{(\sigma/\rho) - 1\} g d \tan \varphi$  を、横軸に  $u_{0l}^* d/\nu$

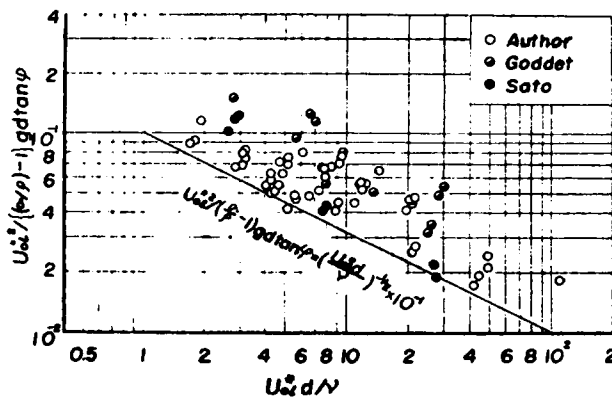


図2.4.7 移動限界の実験結果

をとって実験結果を示したものであって、この実験結果には  $u_0 \delta/\nu$  の値が10~250の範囲のものが含まれているが、この実験範囲では  $u_0 \delta/\nu$  の効果が明瞭でないので、ここでは、一応、実験結果から、移動限界を経験的につぎのように定める。すなわち、

$u_0^* l \, d/\nu < 1.0$  に対して

$$u_0^* l^2 / \{ (\sigma/\rho) - 1 \} \, g \, d \, \tan \varphi = 0.1 \dots\dots\dots (2.4.6)$$

および  $1.0 < u_0^* l \, d/\nu < 100$  に対して、

$$u_0^* l^2 / \{ (\sigma/\rho) - 1 \} \, g \, d \, \tan \varphi = 0.1 \, (u_0^* l \, d/\nu)^{-0.5} \dots (2.4.7)$$

とする。

いま (2.4.6) および (2.4.7) 式を (2.4.5) 式の関係によって書きかえ、また  $\tan \varphi = 1.0$ 、 $(\sigma/\rho) - 1 = 1.65$  とすると、移動限界水深  $h_i$  に対する表示はつぎのようになる。すなわち、

$$\begin{aligned} f(h_i/L_0) &> 2 \times (d\sqrt{gH_0}/\nu)^{1.5} (H_0/d)^{-0.5} (H_0/L_0)^{0.75} \text{ に対して} \\ f(h_i/L_0) &= 12 \times (d\sqrt{gH_0}/\nu)^{-0.5} (H_0/d)^{-0.5} (H_0/L_0)^{0.75} \\ &\dots\dots\dots (2.4.8) \end{aligned}$$

および

$$2 \times 10^{-4} < f(h_i/L_0) (d\sqrt{gH_0}/\nu)^{-1.5} (H_0/d)^{0.5} (H_0/L_0)^{-0.75} < 2$$

に対して

$$\begin{aligned} f(h_i/L_0) &= 8.40 \times (d\sqrt{gH_0}/\nu)^{-0.1} (H_0/d)^{0.3} (H_0/L_0)^{0.75} \\ &\dots\dots\dots (2.4.9) \end{aligned}$$

ここに、 $f(h_i/L_0) = \sinh(2\pi h_i/L) / (H/H_0)$  であって、 $H/H_0$  および  $\sinh(2\pi h_i/L)$  は  $h_i/L_0$  のみの関数であるから、結局  $f(h_i/L_0)$  のみの関数となる。

図 2.4.8 は、従来の海浜変形に関する実験および今回の実験から、海浜の変形が明らかに観測される点の最大水深を求めて、これを移動限界水深とみなし、 $h_i/L_0$  と  $8.40 \times (H_0/L_0)^{0.75} (H_0/d)^{0.3} (d\sqrt{gH_0}/\nu)^{-0.1}$  との関係を示したものである。図中の実線は (2.4.9) 式にもとづいて計算した理論曲線で、図から明らかなように、一般に  $h_i/L_0$  に対する実験値は理論値より小さいが、その傾向はほぼ一致することがわかる。図 2.4.9 は  $H_0/L_0 = 0.022$  の場合の  $h_i/L_0$  と  $H_0/d$  との関係を示すもので、 $h_i/L_0$  の実験値は図 2.4.8 と同様に理論値より小さく、かつ実験値にはかなりのばらつきがみられる。しかしその傾向は理論曲線とよく一致している。なお実験値に対する  $d\sqrt{gH_0}/\nu$  の効果は明確でない。いま図 2.4.9 より  $H_0/L_0 = 0.022$  の場合の海浜変形限界水深を図中の破線で示すと

$$f(h_i/L_0) = 2.87 \times (H_0/d)^{0.3} (H_0/L_0)^{0.75} \dots\dots (2.4.10)$$

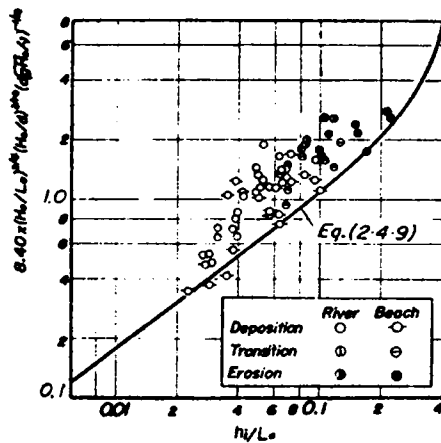


図 2.4.8 移動限界水深

となる。したがって、(2.4.10)式の  $h_i$  を  $h_r$  とすれば、河口砂堆の発生限界に対応する関係がえられる。図 2.4.10 は  $H_0/L_0 = 0.022$  の場合の河口砂堆の発生限界を  $h_r/H_0$  と  $H_0/d$  との関係で示したもので、 $H_0/L_0$  の値が一定の場合、その発生限界は  $h_r/H_0$  と  $H_0/d$  とによって規定されることがわかる。なお図中縦軸の

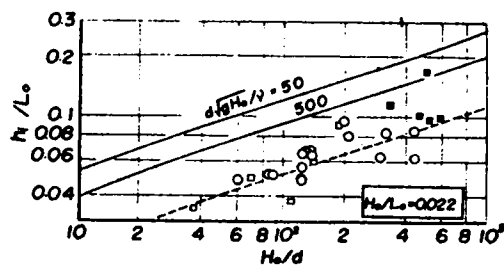


図 2.4.9  $h_i/L_0$  と  $H_0/d$  の関係 ( $H_0/L_0 = 0.022$ )

$h_r/H_0$  の値が  $\infty$  とあるのは、初期勾配 1/10 の海浜変形に関する実験から得られた堆積型と遷移型、浸食型を示したもので、かつ  $\times$  印は  $h_r/H_0 = 2.7$ 、 $H_0/d = 130$  に対する実験であって、河口付近の海岸形状は波の作用によって変形しないことが確かめられた。

以上の結果から、種々の  $H_0/L_0$  の値に対して、図 2.4.10 と同様の図を作成できれば、河口砂堆の発生限界を実験的に定めることができよう。し

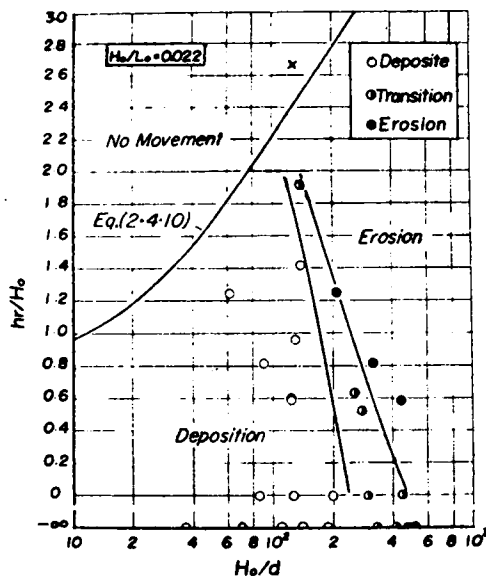


図 2・4・10  
河口における砂堆の発生限界

かし現段階では実験結果が十分でなく、今後さらに検討する必要がある。

c) 河口砂堆の最終堆積高：河口砂堆の発生限界が  $h_r/H_0 \cdot H_0/d$  および  $H_0/L_0$  によって規定されることはさきに述べた。つぎに重要な問題は、河口閉塞に密接な関係をもつと考えられる河口砂堆の発生域内において、砂堆の規模が何によって定まるかを知ることである。図 2・4・11 は砂堆の最大堆積高  $z_m$  の時間的変化を  $z_m/H_0$  と  $t/T$  との関係で両対数紙上に図示したもので、その時間的変化

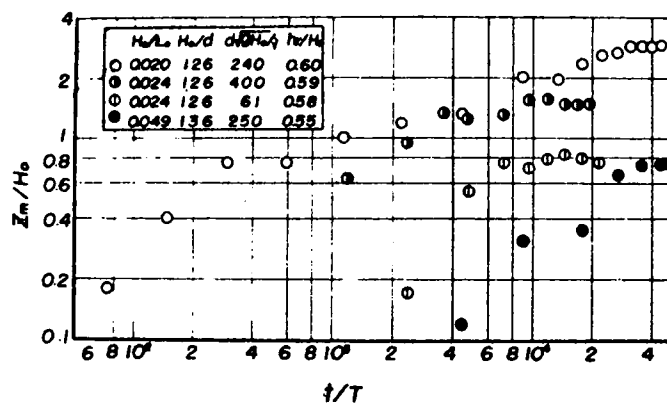


図 2・4・11 最大堆積高の時間的変化

はきわめて複雑であって、波の特性や底質の大きさによって相当こととなるが、いずれの実験でも、長時間経過すれば、それ以上変化しないという最終堆積高  $z_B$  が存在するようである。ここで、最大堆積高の時間的変化を検討するためには、河口近くにおける砕波を含んだ波や流れの知識のみならず、この

波や流れによる砂礫の輸送量についてさらに多くの知識が要求される。現段階ではこうした変化の過程を解明できるほどには、波や流れの解析が進んでいないので、その取り扱いが困難である。したがって、ここでは、最終堆積高  $z_B$  について検討する。次元解析により、最終堆積高は

$$z_B/H_0 = f_3(H_0/L_0, H_0/d, h_r/H_0, d\sqrt{gH_0}/\nu) \dots (2.4.11)$$

と表わすことができる。図 2.4.12 は  $H_0/d = 130$  および  $d\sqrt{gH_0}/\nu \approx 200$  の場合の最終堆積高の河床水深による変化を  $H_0/L_0$  をパラメータとして、 $z_B/H_0$  と  $h_r/H_0$  との関係

で示したもので、図中の実線は  $z_B/H_0 = h_r/H_0$ ，すなわち、砂堆頂部がちょうど静水面に達していることを表わしている。したがって、この線より上側では砂堆が静水面より以上に高くなっていることを示すものである。図から明らかなように、 $H_0/L_0$  の値が一定の場合、砂堆の高さが最大となる  $h_r/H_0$  のある値が存在するようで、さらに  $h_r/H_0$  の値が大きくなると、 $z_B/H_0$  の値は漸次減少し、ついには砂堆が発生しなくなる。また  $H_0/L_0$  の値が小さくなるにともなって堆積高は大きくなる傾向がみえる。

以上、砂堆の堆積高と  $h_r/H_0$  および  $H_0/L_0$  との関係を明らかにしてきたが、実験数が少ないため、また実験の scale を変える必要があるため、 $d\sqrt{gH_0}/\nu$  および  $H_0/d$  が  $z_B/H_0$  におよぼす効果は明らかでない。これについてはさらに検討す

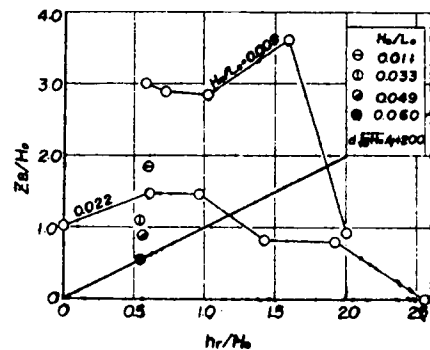


図 2.4.12 最終堆積高に及ぼす  $h_r/H_0$  の効果 ( $H_0/d = 130$ )

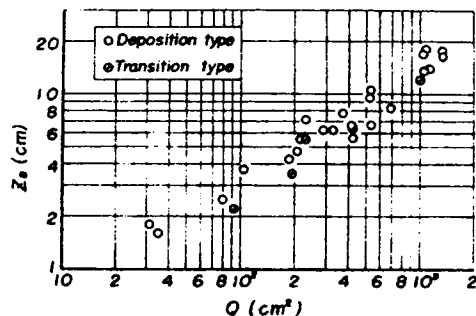


図 2.4.13  $z_B$  と  $Q$  の関係

る必要がある。

d) 漂砂の移動量から考察した砂堆の規模：図2・4・13は、初期形状から平衡形状に達するまで、波によって輸送された単位幅あたりの全漂砂量すなわち砂堆の体積 $Q$ と最終堆砂高 $z_B$ との関係を、堆積型に対する実験結果を用いて両対数紙上に図示したもので、 $Q$ と $z_B$ の間には、ほぼ一定の関係が存在していることがわかる。したがって、いま、単位幅あたり、単位時間に波によって輸送される漂砂量を $q_B$ として、Kalinske-Brown型の流砂量公式を適用すると、

$$q_B/u_*d = K[u_*^2/\{(\sigma/\rho)-1\}gd]^m \dots\dots\dots (2.4.12)$$

と表わせる。簡単のため、 $u_*$ は $(H_0/T)(\nu/T)^{1/2}$ に、 $Q$ は $q_B T$ に比例するものとし、さらに底質の比重は一定であるとすれば

$$\begin{aligned} (Q/d^2)(H_0/L_0)^{1/8}(d\sqrt{gH_0}/\nu)^{1/4}(H_0/d)^{-3/4} \\ = K_1[(d\sqrt{gH_0}/\nu)^{-1/2}(H_0/d)^{1/2}(H_0/L_0)^{3/4}]^m \\ \dots\dots\dots (2.4.13) \end{aligned}$$

となる。ここに $K_1$ は平衡形状に達するまでの時間や河床水深に関係する定数と考えられる。いま、平衡に達するまでの時間の影響は明らかでないため、 $h_r/H_0$ の値が一定である実験結果から、上式の関係を用いて $K_1$ および $m$ を定めることにする。図2・4・14は $h_r/H_0 = 0.6$ および $1.0$ の場合の上式の関係を示すもので、 $h_r/H_0 = 0.60$ に対して、かなりばらつきはみられるが、ほぼ $m = -2$ となることがわかる。したがって、(2.4.13)式は

$$\begin{aligned} (Q/d^2) = K_2(d\sqrt{gH_0}/\nu)^{3/4}(H_0/d)^{-1/4}(H_0/L_0)^{13/8} \\ \dots\dots\dots (2.4.14) \end{aligned}$$

となる。(2.4.14)式から明らかなように、 $H_0/d$ の値が大きくなると $Q/d^2$ が減少し、 $d\sqrt{gH_0}/\nu$ の値が増加するにつれて $Q/d^2$ も増加することがわかる。とくに、 $H_0/L_0$ の値が増加するにともなって $Q/d^2$ の値が減少するという傾向は図2・4・12に示される傾向と同じであって、きわめて興味深い現象といえよう。

以上、きわめて粗雑な仮定によって砂堆の堆砂機構を考察し、その傾向を見い出すことができた。しかし、(2.4.12)式で表わされる流砂量公式は平衡状態の砂礫の移動問題に適用されるものであって、実験中においても

観察されるように、非平衡状態における砂の移動問題にこうした公式を適用することには疑問点が多く、今後さらに詳しく検討する必要があるといえる。

### 第3節 河口断面形状について

#### 3・1 河口付近の地形変化

図2・4・15は、昭和40年5月から翌41年6月までのほぼ1年間における、島根県江川河口の深淺図を示すものである。この図から明らかなように、昭和40年7月29日

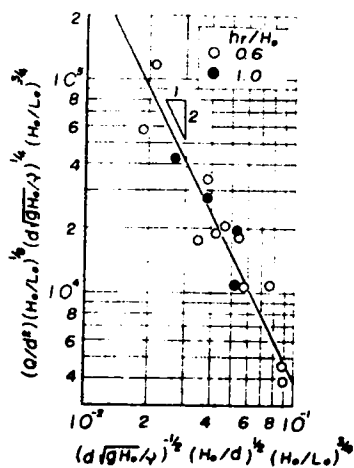


図2・4・14 波による全輸送量 $Q$ の無次元表示

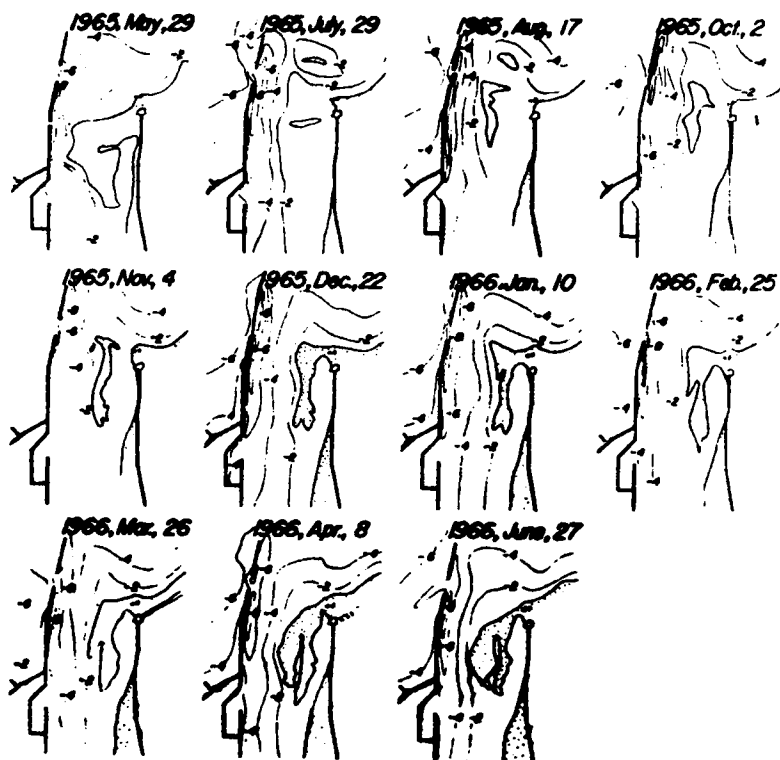


図2・4・15 江川河口の地形変化



と5月29日の等深線図を比較すると、砂州がきわめて小さくなり、河口幅が増大しているのがわかる。これは同年7月23日の洪水（ピーク流量約 $8,000\text{m}^3/\text{s}$ ）によるものであって、洪水流による河口砂州のフラッシュ効果が著るしいことを示している。その後、大きな洪水はなく、冬季風浪によって、河口の砂州が遂次発達し、河口幅が縮少する傾向がよくわかる。しかしながら、かなり砂州が発達しても、ある限界以上にはならないで、左岸導流堤によって一応落筋は維持され、水深もほとんど変化することなく保たれているようである。

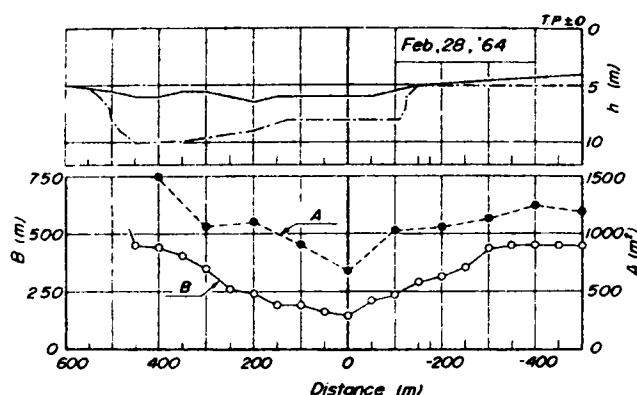


図2・4・16 江川河口の地形特性

図2・4・16は江川河口の地形特性を示す一例である。この図は河口付近の最小流水断面積をもつ断面の位置を原点として、その上下流（下流に向う方向を正とする）における流水断面積 $A(\text{m}^2)$ 、河幅 $B(\text{m})$ 、径深 $R(\text{m})$ 、および最大水深 $h_{max}(\text{m})$ の流れ方向の変化を示したもので、この図から明らかなように、最小流水断面積をもつ断面（Gorge断面と呼ぶ）を中心に、その上下流で、河幅および流水断面積が急減・急増するのがわかる。また、河口付近における最深部は河幅が縮少しはじめると急に深くなり、海にでるとまた急に浅くなるという傾向がみられるが、河口砂州の発達した領域ではほぼ一様な水深に維持されている。また、上下流断面の平均的特性を示すと考えられる径深は、急激な変化がみられないことから、これらの深掘れ

はかなり局所的な現象であることがわかる。

図2・4・17(a)および(b)は、それぞれ、Gorge断面における流水断面積と河口幅および断面積と最大水深の関係を示すものであって、これらの値は江川における昭和38年7月から同42年12月までの間のほぼ1ヶ月ごとに行なわれた深淺測量の結果から算出したものである。これらの図から明らかなように、河口幅は流水断面積の増大とともに大きくなるが、最大水深は、かなりのばらつきがみられ

るけれども、流水断面積とほとんど関係なくほぼ一定であるのがわかる。この事実は、河口では水深を変えることなく河幅を拡げることによって流水断面積を増大し、流量の増加に対応していることを示している。

以上、江川河口の実測資料にもとづいて、河口の地形特性を検討してきたが、Gorge断面における流水断面積と河幅の間には密接な関係があることが明らかとなった。

### 3・2 Gorge断面の形状

第1節で述べたように、河口における砂州発達の原因は漂砂であることが多く、さらに漂砂は波浪によって支配される。したがって、波浪のエネルギーが河川流のそれより大きい場合には、漂砂が卓越して河口は閉塞されやすく、逆の場合には、河口は拡幅されるか維持されるかである。したがって、低水時、波浪に伴う漂砂によって狭められた河口は、洪水によってその流量

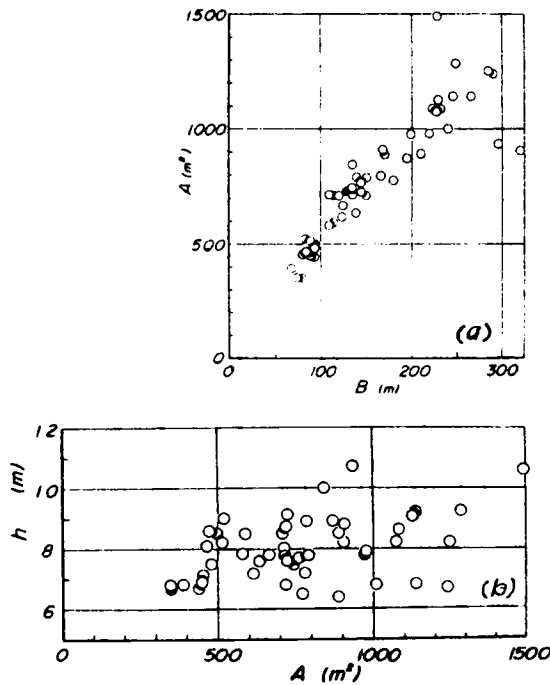


図2・4・17 河口幅、水深および流水断面積の関係

に対応した大きさまで拡張されるであろうし、洪水時拡張された河口は平常時漂砂によって、その低水流量に対応した河口幅まで減少し、漂砂が存在しても河口幅がそれ以上狭くならないという限界に達するであろう。

Bruun-Gerritsen<sup>7)</sup>はこうした概念を潮流の影響が顕著な river estuary に適用して、流水断面積と tidal prism の間に密接な関係のあることを見出し、これを Gorge 理論と名付けたことはすでに述べた。Gorge 断面というのは河口における最小流水断面積の断面と定義しているが、この理論は、潮流によって Gorge 断面を輸送される土砂量の均衡から河口の安定性を論じたものである。わが国の中小河川では潮流の影響よりもむしろ河川流のそれがはるかに大きいため、河川流の流量と最小流水断面積の対応を検討する必要がある。ここでは、その対応を検討する前に、まずわが国における諸河川の Gorge 断面の形状や特性について検討するとともに、従来の河道における安定横断面形状理論と対比を試みる。

(1) 河口における流砂の連続式：いま、Gorge 断面における流水断面積を  $A$ 、この断面を通過する流砂量を  $Q_s$  とすれば、流砂の連続式は、

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{1}{(1-\lambda)} \frac{\partial Q_s}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (2 \cdot 4 \cdot 15)$$

で表わされる。ここに、 $x$  は流下方向の距離、 $t$  は時間であり、 $\lambda$  は河床構成物質の空隙率を 100 で除した値である。(2・4・15) 式における流砂量  $Q_s$  には、上流から運搬されてくるものと、海から波浪や沿岸流によって輸送されてくる漂砂量が含まれている。しかしながら、現状において、この流砂量あるいは漂砂量を理論的に求めることはきわめて困難であり、(2・4・15) 式を一般的に解いて Gorge 断面における流水断面積の変化過程を明らかにすることは不可能に近い。したがって、ここでは、まづ第一に、洪水流によってフラッシュされたのちの安定な Gorge 断面について考察を進める。

安定な状態にある Gorge 断面は  $\partial A / \partial t = 0$  と考えることができる。したがって、このような状態では (2・4・15) 式の関係から、 $\partial Q_s / \partial x = 0$  となる。一般に、 $\partial Q_s / \partial x = 0$  に対応する河口断面には二つの状態が考えられ、その一つは  $Q_s = 0$ 、すなわち、流砂がまったくないという静的平衡状

態であり、他の一つは  $\partial Q_s / \partial x = 0$  ではあるが  $Q_s \neq 0$  という動的平衡状態である。一般に、静的平衡にある流路の横断面形は安定横断面形と呼ばれ、河床横断面に沿うすべての点で掃流の限界あるいはそれ以下の状態にある断面と定義されている。Gorge 断面についてもこの静的平衡の概念が適用できるかどうかを明らかにすることが非常に重要である。

(2) 流路の安定横断面形状とその特性：ここでは、まず、従来から行なわれてきた流路の安定断面理論について検討し、これらの理論にもとづいて断面の形状特性を求める。流路の安定断面形については、数多くの研究がなされているが、とくに、Lane<sup>10)</sup>は限界掃流力概念を導入して安定断面形状を理論的に明らかにした。また、岩垣・土屋<sup>11)</sup>も流路床面上にある砂礫の移動限界の水理学的な条件を考察することによって、流路の安定断面形を表わす関係を求め、摩擦速度  $u_*$  と河床を構成する底質の粒径  $d$  に関する Reynolds 数  $u_* d / \nu$  が重要なパラメータであることを明らかにした。

さて、安定横断面形の断面形状特性を明らかにするために、ここでは計算の簡単な Lane の求めた関係を用いて検討する。Lane が理論的に求めた安定断面形状は、図 2・4・18 に示すよ

うな座標系、すなわち、水面上の水路中心に原点をとり、 $z$  軸を鉛直下向きに、 $y$  軸を横断方向にとると、

$$\left(\frac{dz}{dy}\right)^2 + \left(\frac{z}{h_c}\right)^2 \tan^2 \varphi = \tan^2 \varphi$$

・・・(2・4・16)

なる微分方程式によって表わされる。こ

図 2・4・18 記号の説明図

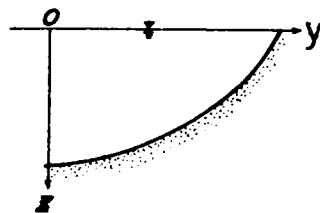
こに、 $h_c$  は最大水深であり、 $\varphi$  は河床

を構成する土砂粒子の安息角である。この式を適当な境界条件のもとに解く

②、安定断面形状は、結局

$$\frac{z}{h_c} = \cos\left(\frac{y}{h_c} \tan \varphi\right) \quad \dots\dots\dots (2 \cdot 4 \cdot 17)$$

となる。一般に、最大水深  $h_c$  は、はじめの仮定から、水路中心に存在する土砂粒子の移動限界水深と考えることができるから、河床を構成する土砂粒



子に対する限界掃流力を  $\tau_c$ 、水の密度を  $\rho$ 、流路の縦断勾配を  $I$  とすると、

$$h_c = \tau_c / \rho g I$$

で表わされる。ここに  $g$  は重力の加速度である。限界摩擦速度  $u_{*c}$  は、  
 $u_{*c} = \sqrt{\tau_c / \rho}$  によって与えられるから、河床の土砂粒子の粒径  $d$  を与え  
 ると、岩垣公式を用いて  $u_{*c}$  を、さらに、河床勾配  $I$  を与えると、 $h_c$  を  
 決定することができる。

つぎに、(2・4・17) 式で示される安定断面形状について、流水断面積  
 $A$ 、水面幅  $B$ 、潤辺長  $P$  および径深  $R$  の間の関係を検討しよう。

いま、図 2・4・19 に示すように、断面傾斜部における水面幅を  $B_0$ 、潤辺長  
 を  $P_0$ 、水平部分の水面幅を  $B_1$  として無次元量

$$y_* = y / h_c, \quad z_* = z / h_c, \quad A_* = A / h_c^2, \quad B_* = R / h_c$$

$$B_* = B / h_c = (B_0 / h_c) + (B_1 / h_c) = B_{0*} + B_{1*}$$

$$P_* = P / h_c = (P_0 / h_c) + (B_1 / h_c) = P_{0*} + B_{1*}$$

を導入すると、(2・4・17) 式は

$$z_* = \cos(\alpha y_*) \dots \dots \dots (2 \cdot 4 \cdot 18)$$

がえられる。ここに、 $\alpha = \tan \varphi$  である。さて、傾斜部の水面幅  $B_{0*}$  は、  
 $y_* = B_{0*} / z$  において、 $z_* = 0$  であることを利用して (2・4・18) 式  
 から、

$$B_0 = \pi / \alpha \dots \dots \dots (2 \cdot 4 \cdot 19)$$

となる。上式から明らかなように、 $B_{0*}$  は  $\alpha$  すなわち  $\varphi$  のみの関数であるから、土砂粒子の特性に支配されることがわかる。以上の結果から、水面幅  $B_*$  は

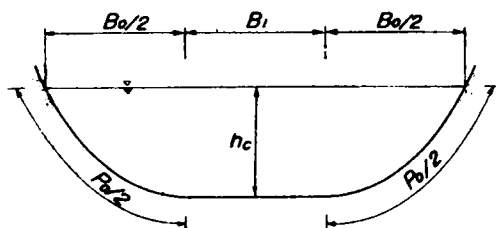


図 2・4・19 安定断面形の諸量

$$B_* = (\pi/\alpha) + B_{1*} \dots\dots\dots (2 \cdot 4 \cdot 20)$$

で表わされる。また、傾斜部の断面積を無次元化して  $A_{0*}$  とすると、

$$A_{0*} = \int_0^{B_{0*}/2} z_* dy_* = 2/\alpha \dots\dots (2 \cdot 4 \cdot 21)$$

となる。したがって、全断面積の無次元表示  $A_*$  は、

$$A_* = (2/\alpha) + B_{1*} \dots\dots\dots (2 \cdot 4 \cdot 22)$$

で表わされる。以上の結果から、 $B_{1*} > 0$  の場合には、上式と (2・4・20)

式とから  $B_{1*}$  を消去すると、

$$A_* = B_* - \{(\pi - 2)/\alpha\} \dots\dots\dots (2 \cdot 4 \cdot 23)$$

となる。

つぎに、 $B_{1*} = 0$ 、すなわち、水平部分のない場合には、(2・4・20) および (2・4・22) 式から明らかなように、 $A_*$  および  $B_*$  はそれぞれ (2・4・19) および (2・4・21) 式に一致する。なお、この場合、

$$A_{0*} = (2/\pi) B_{0*} \dots\dots\dots (2 \cdot 4 \cdot 24)$$

がえられる。

さらに、 $B_* < B_{0*}$  の場合には

$$A_* = (2/\alpha) \{1 - \cos(\alpha B_*/2)\} \dots\dots (2 \cdot 4 \cdot 25)$$

の関係がえられる。

傾斜部における潤辺長  $P_{0*}$  は、

$$P_{0*} = 2 \int_0^{B_{0*}/2} \sqrt{1 + \left(\frac{dz_*}{dy_*}\right)^2} dy_*$$

で表わされるから、若干の計算により、

$$P_{0*} = (2/\sin \varphi) \cdot E \dots\dots\dots (2 \cdot 4 \cdot 26)$$

となる。ここに、

$$E = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \psi} d\psi$$

$$k = \sin \varphi$$

で表わされる完全楕円積分であって、数表より求めることができる。したがって、潤辺長  $P_*$  は

$$P_* = P_{0*} + B_* - (\pi/\alpha) \dots\dots\dots (2 \cdot 4 \cdot 27)$$

で表わされるから、 $R_*$  は

$$R_* = A_* / P_* \dots\dots\dots (2.4.28)$$

によって求められる。

以上、Lane の求めた安定断面形にもとづいて、その断面の諸特性を検討し、(2.4.18)～(2.4.28)式に示す関係を求めてきたが、従来、安定断面形については現地の実測資料にもとづいて検証されているにすぎず、安定断面形状に関する実験的研究はほとんど行なわれていなかった。しかし、近年、Stebbins<sup>12)</sup>はこの安定断面形に関する実験を、長さ8m、幅0.9m、深さ0.25mの傾斜水路を用いて行なった。実験は流量 $Q$ と水路勾配を種々かえて行なわれ、安定断面における水面幅、最大水深、断面積および水面勾配が測定された。著者はこの実験結果を再整理して、上述の理論結果と比較検討した。

図2.4.20は実験に用いられた流量 $Q$ と $\sqrt{gh_m I}$  ( $h_m$ : 最大水深,  $I$ : 水面勾配) の関係を示すものであって、実験に用いられた流量の範囲内における摩擦速度はほぼ一定であり、図中に実線で示した限界摩擦速度 $u_{*c}$  (底質粒径をパラメータとして) を比較すると、実験に用いた底質の粒度分布 (図2.4.21) から判断して、この摩擦速度は岩垣公式による限界摩擦速度にほぼ等しいことがわかる。図2.4.22は実験でえられた $A_*$ と $B_*$ の関係を上述の理論と比較したものである。図中の実線は(2.4.23)および(2.4.24)式を表わすが、(2.4.24)式は図2.4.19に示す $B_1 = 0$ の場合の理論式であり、さらに、その線上の数字は $\alpha$ の値を表わ

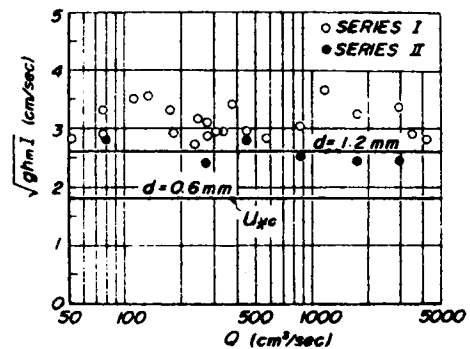


図2.4.20  $Q$ と $\sqrt{gh_m I}$  の関係 (Stebbins)

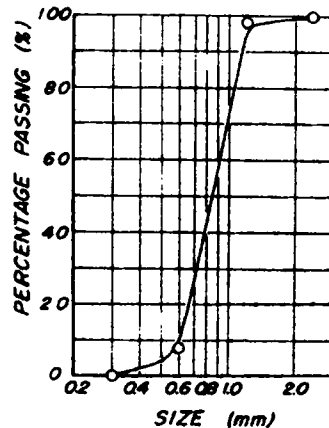


図2.4.21 底質の粒度分布

している。したがって、もし実験によって得られた安定断面が  $B_1 = 0$  であるならば、実験結果は (2・4・24) 式を示す線上に、また、実験に用いられた底質が 1 種類の場合には、その底質の  $\alpha$  に対応する一点に集中することになる。Stebbins の実験結果は  $B_*$  の増大とともに  $A_*$  も増加することを示し、かつ

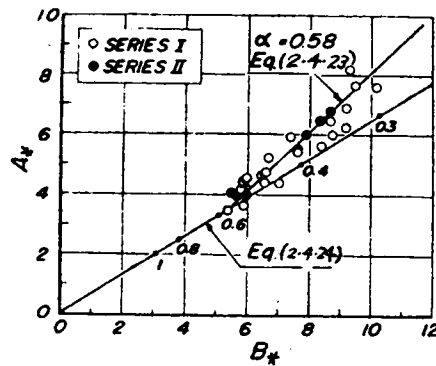


図 2・4・22  $A_*$  と  $B_*$  の関係  
(Stebbins の実験)

$B_1 > 0$  を示す (2・4・23) 式 (ただし  $\alpha = 0.58$ ) にほぼ一致することがわかる。この実験に用いられた砂の中央粒径は、図 2・4・21 から明らかのように、0.8mm であり、従来の研究<sup>13)</sup>によると、この粒径の砂の水中における安息角は、上限値が  $\phi = 33^\circ$ 、下限値が  $\phi = 28^\circ$  であるから、それぞれの値に対する  $\alpha$  の値は 0.65 および 0.53 となる。図 2・4・22 における  $\alpha$  の値は 0.58 であって、これはちょうど上下限の中間値であって、上述の理論結果はほぼ妥当なものであることがわかる。

以上の結果から明らかなように、水路側面が固定床でない場合には、流量が増加すると、水深の変化よりむしろ水路幅が拡大することによって流水断面積を増大させることが Stebbins の実験によって確かめられたわけである。なお Stebbins の論文には断面形状が示されていないため、 $P_*$  や  $R_*$  について理論と比較検討することはできなかった。

(3) Gorge 断面の特性：流路の安定断面に関する  $A_*$  と  $B_*$  の関係は、(2・4・23) 式 ( $B_* > B_{1*}$ ) で表わされることが、理論的にもまた実験的にも明らかにされた。しかし、こうした関係が河口の Gorge 断面についても成り立つかどうかは不明である。

図 2・4・23 は、わが国諸河川における河口の Gorge 断面について、 $A_*$  と  $B_*$  の関係を調べた結果であって、縦軸は  $A_*$  (ただし断面積は T.P.  $\pm 0$ m 以下の値) を、横軸は  $B_*$  を示すものである。なお、図中の実線は Lane の



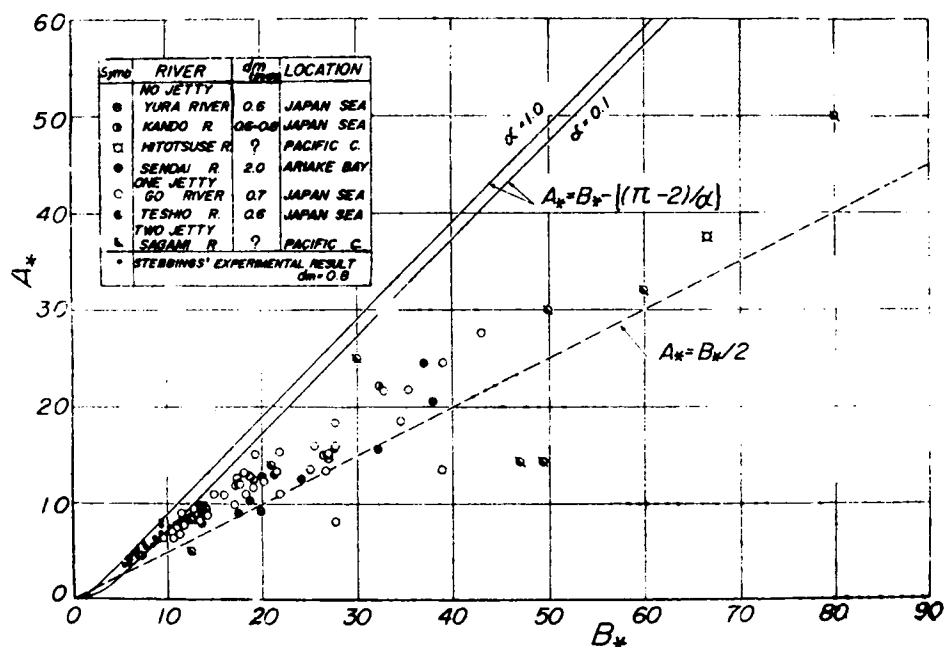


図 2・4・23  $A_*$  と  $B_*$  の関係 (現地)

理論にもとづく、 $A_*$  と  $B_*$  の関係を  $\alpha$  の値をパラメータとして示したものである。この図における実測資料は、江川の他に菱田<sup>14)</sup> および建設省<sup>15)</sup> (由良川)、佐藤<sup>16)</sup> (神戸川)、吉高<sup>17)</sup> (一ツ瀬川)、嶋・吉村・福田<sup>18)</sup> (川内川)、古谷・松山<sup>19)</sup> (天塩川) および本間・堀川・影山・鮮干<sup>20)</sup> らの論文および報告書から引用した。

この図から明らかなように、河口の Gorge 断面に関する  $A_*$  と  $B_*$  の間には、若干のばらつきはみられるが、ほぼ一定の関係が存在すること、および Stebbings の実験結果とはその傾向がことなることがわかる。ここに示された現地の資料には、波浪、河川流、潮流などの水理量、導流堤の有無、底質粒径の大きさなど条件のことなるものが含まれ、さらに、測量の時期も出水直後のものから相当経過したのちのものまで多種多様であるにもかかわらず、 $A_*$  と  $B_*$  の間にはほぼ一定の関係が存在することは非常に興味深く、河口における Gorge 断面の安定性を示す重要な結果であるといえよう。ただし、その関係は Lane の理論曲線あるいは Stebbings の実験結果ともか

なり異なり、むしろ図中に引かれた破線によって示される三角形断面に近いことがわかる。こうした相違の原因は、現在のところ明確でないが、沿岸漂砂の存在、波と流れの共存系の問題などが重要な役割をはたすと考えられ、こうした点については今後さらに詳細に検討する必要がある。

#### 第4節 河川流による砂州の崩壊について

##### 4・1 砂州崩壊の実態

低水時、波浪によって河口に運ばれてきた砂は、河口に堆積して、河口幅を減少させる。こうした時期に洪水が起これば、当然河道内水位は上昇し、そうして最後には水流によって砂州が崩壊するものと考えられる。本節では、まず、この水位上昇と砂州崩壊の実態を、江川および由良川の資料にもとづいて説明する。

図2・4・24は、江川河口の江津港における最高水位とピーク流量の関係を示すものである。江津港は図2・4・15から明らかなように、河口に発達している砂州の上流側にあるため、ここで観測された水位は河道内のそれを示すと考えてよい。この図から明らかなように、ピーク流量が $1,000\text{m}^3/\text{s}$ より増大すると、河道内の水位は急激に高くなることがわかる。しかし、同じ流量でも、水位の変動はかなり著るしいようである。たとえば、 $2,000\text{m}^3/\text{s}$ の場合、最高水位の最大および最小は、それぞれ、T. P. +2.0mとT. P. +0.5 mである。これは、河道内水位が潮汐や河口の開口率などの地形特性の影響を受けることを示している。

河道水位に与える地形特性の効果とは逆に水理特性もまた地形に影響を与える。図2・4・25は、京都府由良川河口における砂州の形状を、昭和40年9月14日および23日に行なわれた測定の結果にもとづいて、示したものである。この図から明らかなように、この期間に砂州の形状が大きく変

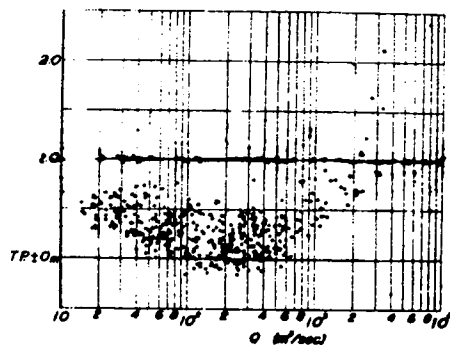


図2・4・24 江川の河道水位と流量の関係

化したことがわかる。この崩壊は、15日と18日の出水（いずれもピーク流量は $3.550\text{m}^3/\text{s}$ ）によるものであるが、砂州の大部分は15日の洪水によって流失したことが確認されている。図2・4・26(a)および(b)は、それぞれ、9月15日および18日の出水の水位時間曲線を示すものであって、由良川河口より0.5 km および4 km 上流にある建設省神崎および和江水位観測所の記録を示したものである。なお、図の(a)には砂州の崩壊が始まった時刻も記入されているが、こ

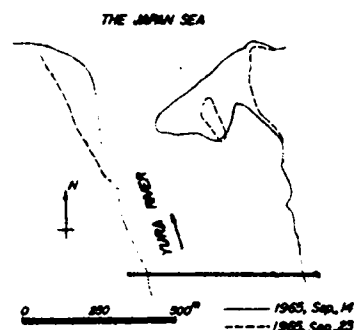
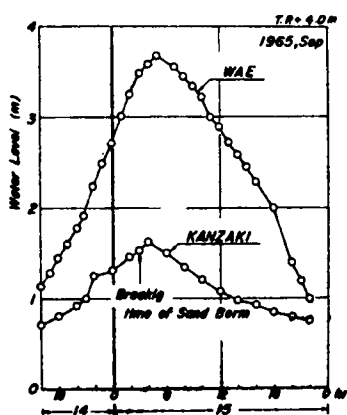
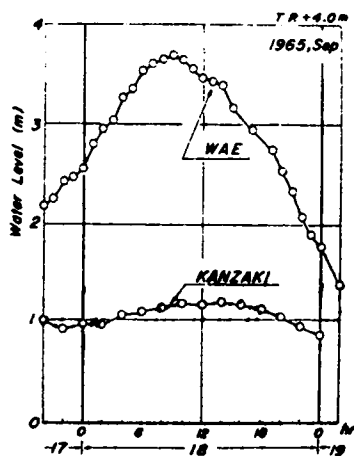


図2・4・25 由良川河口の砂州



(a)



(b)

図2・4・26 由良川の水位-時間曲線

の図でとくに注目すべきことは、神崎における水位ピークの出現時刻がその上流の和江におけるそれより早い時刻に発生していることである。これは、流量が増大し、水位が上昇する時期にあるにもかかわらず、河口では砂州の崩壊によって流水断面積が増加し、水位が下降しつつあることを示すものであって、河口における地形と水位の相互作用を示すきわめて興味深い実例であるといえる。一方、図の(b)は18日の出水による水位時間曲線を示すもの

であるが、この結果を図(a)と比較すると、つぎのことがわかる。すなわち、  
 1) 和江の水位時間曲線は15日と18日でほぼ同じ傾向を示し、最高水位もほぼ等しい。2) 神崎の水位時間曲線は15日と18日でかなり相違する。とくに、18日のそれには15日のような水位のピークがみられないこと、および水位も15日の出水ほど高くないことなどである。これは、15日の出水によって砂州が崩壊したためであるが、15日と同程度の出水では、15日出水による拡張の効果が著るしく、水位はほとんど上昇しないことを示している。

以上、二、三の実例にもとづいて、河口付近の地形変化と水理特性との関係を定性的に説明してきたが、洪水時における河口砂州の変形過程と河道内水位の関係を形式的に示すと図2・4・

27 のようになるであろう。すなわち、この図は、河口閉塞が進んだ状態で出水があれば、時刻  $t < t_a$  まで河道内水位  $h_1$  は上昇するが、砂州はそのままの状態で維持され、 $t = t_a$  から以後河口砂州が急激に流失して、流量と対応した安定状態に達する時刻  $t = t_b$

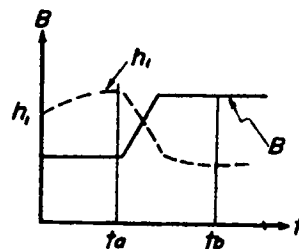


図2・4・27 河口水位と砂州の時間的変化の説明図

まで拡張され、その間河道内水位は低下して一定値に近づくことを示している。しかしながら、この変形の全過程を表現する力学的関係を見出すことは、現象が複雑なため、非常に困難であるので、本節では  $t = t_b$  における流量と Gorge 断面の断面積との間にある種の平衡状態が形成され则认为て、砂州崩壊の機構を巨視的に考察し、さらに  $t = t_a$  における水位の上昇を固定床における断面急変部の水理特性を検討することによって解明することを試みる。

#### 4・2 砂州崩壊の機構

Bruun らは、潮流の影響が著るしい河口に対して tidal prism と最小流水断面積の関係を論じているが、わが国の河川のように、河川流量の影響が著るしい場合には、河川流量と流水断面積の関係について検討する必要がある

る。

ここでは、砂州崩壊の機構を解明する第一歩として、河口の Gorge 断面における流量 - 流水断面積の関係を、こうした局所の変動の著るしい水理現象に対して石原・志方<sup>21)</sup>が示した運動量方程式を適用して考察する。

いま、図 2・4・28 に示すように、河口砂州の上下流の検査面ⅠおよびⅢにおける水面幅、水深および平均流速をそれぞれ、 $B_1$  および  $B_3$  ( $B_1 = B_3$ )、 $h_1$  および  $h_3$ 、ならびに、 $v_1$  および  $v_3$  とし、Gorge 断面を検査面Ⅱにとり、ここに

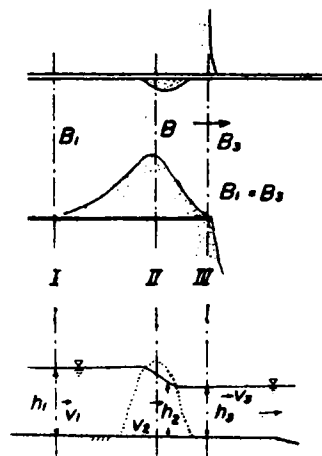


図 2・4・28 記号の説明図

における水面幅、水深および平均流速をそれぞれ、 $B$ 、 $h_2$  および  $v_2$  とする。なお、計算の簡単のために、各断面における断面形は長方形とし、この付近の河床は縦断方向にほぼ水平と仮定する。そうして、断面Ⅰ～Ⅲに運動量の関係を適用すると、

$$\rho Q (v_3 - v_1) = \frac{1}{2} \rho g (B_1 h_1^2 - B_3 h_3^2) - \frac{1}{2} \rho g (B_1 - B) (h_1^2 - h_2^2) \quad \dots\dots (2.4.29)$$

となる。また連続の式は

$$Q = B_1 h_1 v_1 = B_3 h_3 v_3 \quad \dots\dots (2.4.30)$$

一方、断面Ⅱ～Ⅲ間に関しては、

$$\rho Q (v_3 - v_2) = \frac{1}{2} \rho g B_3 (h_2^2 - h_3^2) \quad \dots\dots (2.4.31)$$

$$Q = C_c B h_2 v_2 = B_3 h_3 v_3 \quad \dots\dots (2.4.32)$$

がえられる。ここに、 $C_c$  は収縮係数であるが、ここでの解析の精度から考えて、1 とおいてよいであろう。さて、(2.4.29)～(2.4.32)式をつぎの無次元量

$$Fr_3 = \frac{v_3}{\sqrt{g h_3}}, \quad Fr_2 = \frac{v_2}{\sqrt{g h_2}}, \quad Fr_1 = \frac{v_1}{\sqrt{g h_1}}, \quad \phi = \frac{h_1}{h_3}, \quad \phi = \frac{h_2}{h_3},$$

$$\beta_* = \frac{B}{B_3} \quad \dots\dots (2.4.33)$$

を用いて書きかえると

$$f_1(\phi) = \beta_* \phi^3 + \{ (1 - \beta_*) \phi^2 - 2Fr_3^2 - 1 \} \phi + 2Fr_3^2 = 0 \quad \dots\dots (2 \cdot 4 \cdot 34)$$

$$f_2(\phi) = \beta_* \phi^3 - \beta_* (2Fr_3^2 + 1) \phi + 2Fr_3^2 = 0 \quad \dots\dots (2 \cdot 4 \cdot 35)$$

$$Fr_1^2 = Fr_3^2 \phi^{-3} \quad \dots\dots\dots (2 \cdot 4 \cdot 36)$$

$$Fr_2^2 = \frac{Fr_3^2}{\beta_*^2 \phi^3} \quad \dots\dots\dots (2 \cdot 4 \cdot 37)$$

となる。

まず、Gorge 断面における流量 - 断面積の関係について検討する。

(2・4・35) および (2・4・36) 式において、 $Fr_3$  および  $\beta_*$  を既知量とすると、 $\phi$  および  $Fr_2$  は  $\beta_*$  および  $Fr_3$  によって表わされることになる。

さらに、 $A_* = A_2/h_2^2$  の関係を用いると、

$$Fr_2 = \frac{Q}{\sqrt{gh_2} A_2} = Fr_3 \phi^{-5/2} A_*'^{-1} \quad \dots\dots\dots (2 \cdot 4 \cdot 37)$$

となる。ここに、 $A_*' = A_*(B_3/h_3)^{-1}$  である。したがって、 $Fr_3$  および  $\beta_*$  を与えると、 $\phi$ 、 $Fr_2$  および  $A_*'$  がそれぞれ (2・4・35)、(2・4・36) および (2・4・37) 式から決定され、さらに  $B_3/h_3$  が与えられると  $A_*$  が決定される。図 2・4・29 はこの関係を示すものであって、第 1 象限は  $Fr_3$  と  $\beta_*$  を与えて、 $Fr_2$  を決定する図表であるが、この図表では  $Fr > 1$  すなわち Gorge 断面で射流になる領域は除外されている。第 2 象限は、上述した方法によって決定された  $Fr_2$  から  $A_*'$  を求める図表であり、さらに第 3 象限は第 2 象限で決定された  $A_*'$  とすでに与えられている  $B_3/h_3$  とから  $A_*$  を求めるものである。ただし、この結果は固定床に対するものであるから、 $Fr_3$  に一つの値を与えても、 $A_*$  が唯一決定されるわけではなく、 $\beta_*$  の種々の値に対して、それぞれ  $A_*$  が求まることになる。Gorge 断面が安定であるということは、 $Fr_3$  と  $A_*$  の間に 1 対 1 の対応が存在するということである。したがって、このためには第 4 象限において安定断面の概念を導入して  $A_*$  と  $\beta_*$  の関係が決定できればよい。図 2・4・23 から明らかなように、これを理論的に求めることは困難であるが、Gorge 断面においては、 $A_* = f(B_*) = f(\beta_*, B_3/h_3)$  の関係があるから、第 4 象限では、 $B_3/h_3$  をパラメータとして  $A_*$  と  $\beta_*$  の関

係を図2・4・23から求めることができる。図2・4・29に示されている $A_*$ と $\beta_*$ の関係は、その一例であって江川における実測値にもとづいて得られたものであり、洪水によって拡幅されたことが明確に判定でき、かつその直

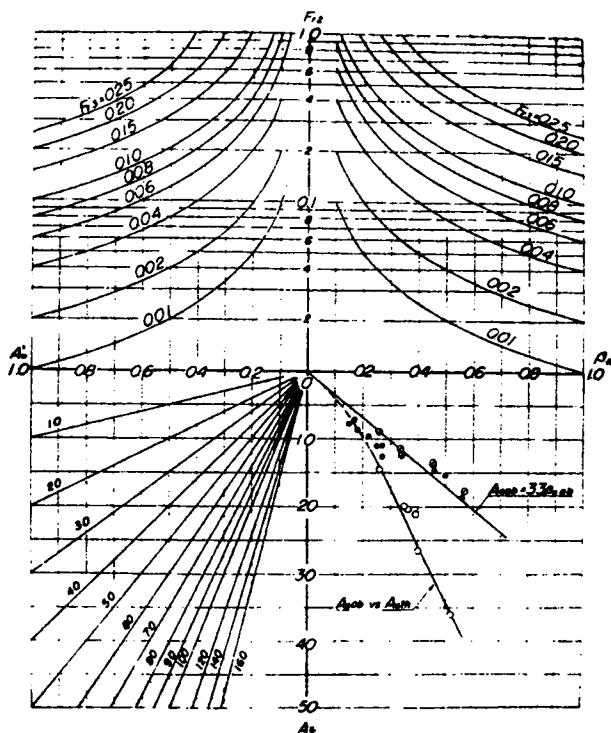


図2・4・29  $Fr_3$  に対する  $A_*$  の決定法

後に測量が行なわれた資料から求めた結果である。ただし、 $Fr_3$ と $A_*$ の関係を求めるにあたって、最初、断面は長方形と仮定したため、 $A_*$ の実測値とはかなりしも一致しない。これを補正するために、安定断面と考えられる実測資料から $Fr_3$ （この値は流量 $Q$ 、下流の潮位に支配される最大水深 $h_3$ および砂州が存在しない場合の河幅 $B_3$ を与えると計算できる。）と $\beta_*$ の値を与え、図2・4・29を用いて算出した $A_{*th}$ と、実測による $A_{*ob}$ を比較して示したのが同図の第4象限の結果である。

以上の結果を用いると、所定の流量に対して現状の $\beta_*$ で安定かどうかの判定を図式的に求めることができる。すなわち、所定の流量に対するFroude

数 $F_{r3}$ を算出し、現状における $\beta_*$ を与えて、第1象限から第4象限へと、それぞれの象限で必要な値を求め、それらの値がほぼ一定値になるまで同じ手順を繰返すならば、所定の流量に対する $\beta_*$ が求まり、その値が現状における $\beta_*$ の値より大きければ、それだけ河積が不足するため、砂州が崩壊することを、また逆に小さければ、十分な河積をもつが、漂砂によって砂州が発達することを示している。

以上、海からの漂砂がまったく存在しないとしてGorge断面の変化を取り扱ってきたが、漂砂が存在する場合には、かなりことなりました取り扱いが必要であると考えられる。図2・4・30は、樫木<sup>6)</sup>が漂砂の存在する場合について行なった実験の結果を、縦軸に断面積の縮少率、横軸に漂砂量の無次元表示をとり、さらにパラメータ

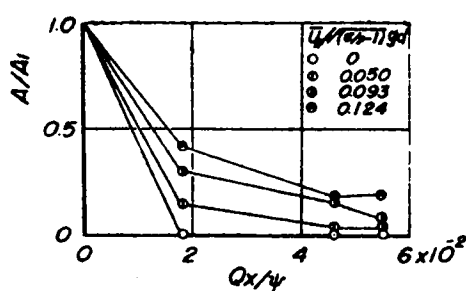


図2・4・30 流水断面積におよぼす沿岸漂砂の効果（樫木による）

として河川流の摩擦速度と底質の移動限界流速との比（底質が一定の場合、流量に比例する無次元量）を用いて、示したものである。この図から明らかなように、たとえ、同じ流量であっても、漂砂量が多くなれば、Gorgeの断面積が減少し、ある一定値に近づく傾向がみえる。こうした漂砂の影響は本節においてまったく考慮されていないが、今後この点についてはさらに検討する必要がある。

#### 4・3 河道内の水位上昇について

つぎに、所定の洪水によって、河口砂州が押流される直前の水位上昇について検討しよう。

いま、 $F_{r3}$  および  $\beta_*$  を既知量として与えるならば、(2・4・34) 式と (2・4・35) 式とからそれぞれ  $\phi$  および  $\psi$  が決定される。なお、 $\phi$  および  $\psi$  は三次方程式の解であるので、一般には3つの相異なる実根が存在するが、Ⅰ～Ⅲ区間で流れはすべて常流とすると、その一つの解が物理的に意味をも



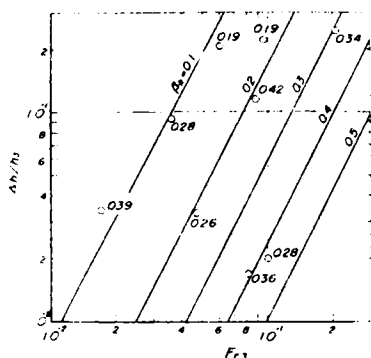


図 2・4・31 洪水による河道  
水位の上昇

つものとなる。いま水位上昇量を  $\Delta h$  とすると、

$$\frac{\Delta h}{h_3} = \frac{h_1 - h_3}{h_3} = \phi - 1$$

となる。図 2・4・31 は  $\Delta h/h_3$  と  $Fr_3$  の関係を、 $\beta_*$  をパラメータとして示したものであって、図中の実線は理論曲線であり、丸印は江川における実測値である。なお、江川における外海の潮位は外の浦検潮所の潮位記録を用いた。

この図から明らかなように、実測値のばらつきは著るしく、水位上昇を正確に予測しているとはいえない。これは水位上昇という現象に対して、上述した巨視的な取り扱いでは不十分なことを示すものであって、今後、さらに基礎的な実験によって、河口砂州による水位の上昇量を正確に測定する必要があると考えられる。

## 第 5 節 結 語

一般に、河口における災害を防止するためには、漂砂によって河口幅が縮少したとき、所定の洪水流量に対して Gorge 断面の河積が不足していないかどうか、もし不足している場合には水位上昇量はどの程度になるかを適確に予測することがきわめて重要であり、さらに、分水などによって低水流量が減少したとき、漂砂によって、さらに河口幅が縮少するかどうかを予測して、適切な処置を講じておく必要がある。

以上のような観点から、本章では波による河口砂堆の発生・発達について実験的に検討するとともに、河口の Gorge 断面の安定性についても、実測資料にもとづいて考察し、河口閉塞と波浪、洪水流の関係を論じてきた。ここで、その結果を要約するとつぎのようである。

1) 海岸線に直角な方向に波が卓越するような地点にある河口では、その海底断面形が波の特性や底質の特性によって 3 種類にわけられ、その中で、堆積型と遷移型は河口付近に砂堆を形成し、河口が埋没する。

2) この河口砂堆の発生限界は、河床水深に影響され、河床水深が移動限界水深以上になると河口に堆砂を生じない。さらに、河口付近の底質が移動する場合には、堆積型であるか、浸食型であるかによって、その発生限界が定まる。

3) 堆積型と浸食型の判別は沖波波形勾配  $H_0/L_0$  と  $H_0/d$  によって規定されるようである。

4) 河口に堆砂が生じる領域内での砂堆の規模は、 $h_r/H_0$ ,  $H_0/L_0$ ,  $H_0/d$  および  $d\sqrt{gH_0}/\nu$  に支配され、とくに、 $h_r/H_0$  のある値で砂堆の高さが最大となる。

5) わが国諸河川の河口 Gorge 断面の断面特性のうち、その断面形状は三角形断面に近いこと、および  $A_*$  と  $B_*$  の間にはほぼ一定の関係が存在することがわかった。ただし、この断面形は従来の研究による水路の安定断面形状とは若干ことになっている。

6) Gorge theory における tidal prism と流水断面積の関係と同様の関係が、河川流量と流水断面積の間にみられ、これらの関係を図解法によって求める方法が示された。

7) 海からの漂砂は河口閉塞に重大な影響を及ぼすので、これを無視することはできない。

などである。以上、河口閉塞現象における波および洪水流の影響を明らかにする第一歩として、簡単な河口モデルを用いて実験を行ってきた。しかし、実験結果を現地へ適用する場合の scale effects については十分な検討がなされていないため、この結果を実際問題にただちに応用することはできないが、河口閉塞機構を解明する基礎として役に立ちうるものと考えている。

## 参 考 文 献

- 1) 榎木 亨：河口閉塞にともなう河道内水位の変化について，——河口閉塞機構に関する基礎的研究；第3報——，第15回海岸工学講演会講演集，昭43.12，pp. 195-202.
- 2) Grijm, W: Theoretical Forms of Shoreline, Proc. 9th Conf. on Coastal Engg., 1964, pp. 219-235.
- 3) Backker, W. T. and N. P. Edelman: The Coastline of River Deltas, Proc. 9th Conf. on Coastal Engg., 1964, pp. 199-210.
- 4) 篠原謹爾・椿東一郎・吉岡益男・上森千秋：波による海浜の砂移動，九州大学応用力学研究所所報，第10号，昭32.3，pp. 63-83.
- 5) 榎木 亨：河口閉塞機構に関する基礎的研究第1報，第12回海岸工学講演会講演集，昭40.11，pp. 162-167.
- 6) 榎木 亨・竹内 宏：河口における沿岸砂州の発生，発達について，河口閉塞に関する基礎的研究第2報——，第13回海岸工学講演会講演集，昭41.12，pp. 151-155.
- 7) Bruun, P. and Gerritsen: Stability of Coastal Inlets, Proc. of ASCE, Vol. 84, No. WW3, 1958, pp. 1644-1~49.
- 8) O'Brien, M. P.: Equilibrium Flow Areas of Tidal Inlets on Sandy Coasts, Proc. 10th Conf. on Coastal Engg., Vol. 1, 1966, pp. 676-686.
- 9) Rector, R. L.: Laboratory Study of Equilibrium Profile of Beaches, B. E. B. Tech. Memo. No. 41, 1954, pp. 1-38.
- 10) Lane, E. W.: Design of Stable Channels, Trans. ASCE, Vol. 120, 1955, pp. 1234-1279.
- 11) Iwagaki, Y. and Y. Tsuchiya: An Analysis of the Stable Cross Section of a Stream Channel, Bulletin of D. P. R. I., Vol. 8, No. 29, 1959,

- 1 2) Stebbings, J. : The Shapes of Self-formed Model  
Alluvial Channels, Proc. of ICE, No, 6642, 1963,  
pp. 485-510.
- 1 3) 石原藤次郎・本間仁編：応用水理学中 I，丸善，昭 33，p. 14.
- 1 4) 菱田耕造・谷岡克己・安岡武男・若林敏雄：由良川の河口閉塞について，  
海と空，第 35 巻，1959，pp. 31-41.
- 1 5) 近畿地方建設局編：由良川河口中間報告書，昭 42，52 p.
- 1 6) 佐藤清一：河口閉塞とその防止策について，——神戸川における河口処理  
の一例——，第 2 回海岸工学講演会講演集，昭 30，11，pp. 127-  
144.
- 1 7) 吉高益男：河口砂州の変化について，——富田漁港模型実験による——，  
第 6 回海岸工学講演会講演集，昭 34. 11，pp. 72-77.
- 1 8) 嶋 文雄・吉村芳男・福田伸男：川内川河口の調査，第 4 回海岸工学講  
演会講演集，昭 32. 11，pp. 145-156.
- 1 9) 古谷浩三・松山方彦：天塩川河口について，北海道開発局土木試験所月  
報，第 107 号，昭 37. 5，20 p.
- 2 0) 本間 仁・堀川清司・影山正樹・鮮干 澈：相模川河口について，第 8  
回海岸工学講演会講演集，昭 36. 9，pp. 202-210.
- 2 1) 石原藤次郎・志方俊之：開水路急縮部の水理学的性状に関する研究，土  
木学会論文集，第 138 号，昭和 42. 2，pp. 30-38.

## 結

## 論

以上、著者は本論文において、波による漂砂の移動機構と漂砂に伴って起こる海岸地形変化の諸問題を水理学的に研究し、この問題の統一的な解明を試みてきたが、これまで述べてきたことを要約すればつぎのようである。

まず、緒論においては、海岸土砂災害の原因である海岸漂砂とその結果生じる海岸侵食、港湾埋没、河口閉塞などの地形変化に関する問題との関連性および研究の現状について述べ、著者の海岸漂砂に対する本研究の方針を明らかにした。

第1編においては、漂砂の移動がそれを取りまく流体の運動に基因するということから、海底近傍の波動による流体運動について水理学的に考察し、波動運動に伴って発達する底面境界層内の流れの流速分布特性、摩擦過程および質量輸送について、理論的ならびに実験的に詳細な検討を加え、さらに、この基礎的な研究成果をもとにして、漂砂の移動機構を考察した。まず、第1章では、海岸漂砂の現象を水理学的に考察しようとする著者の立場を明らかにするとともに、第1編で取り扱う研究の方向を示した。第2章では、波動による底面近傍の流れの運動機構を明確にするために、非定常境界層方程式にもとづいて、せつ動法により、層流および乱流の場合の波動境界層内の流速分布ならびに底面摩擦応力の第2近似解を誘導した。その結果から、波動層流境界層では、その厚さがきわめて薄いため、現状においては層流境界層内における流速測定がはなはだしく困難であって、実験的に本理論結果を検証することができないことを明らかにした。一方、波動乱流境界層の場合については、Jonssonの振動流による実験値と比較して、これに関する理論式が実験結果とほぼ一致することを確かめた。さらに底面摩擦応力についても検討し、層流および乱流の場合における波の特性との関連性を明らかにするとともに、こうした層流および乱流に対する両理論の適用限界を明確にするために、従来の実験結果にもとづいて層流から乱流への遷移限界を検討し、その実験式を提案した。つぎに第3章では、底面境界層における質量輸送について、主に、重複波の場合の質量輸送速度の方向およびその分布特性について理論的に考察するとともに、詳細な実

験を行なって検討を加え、さらに漂砂の移動機構との関連についても吟味した。  
 すなわち、まず、波動層流境界層に対する Longuet-Higgins の概念を適用  
 して、波動乱流境界層の場合についてもこの概念が拡張できることを示し、重  
 複波による層流および乱流境界層の場合の質量輸送速度の分布式を誘導して、  
 実験値と比較し、水平分布および鉛直分布とも理論と一致することを確認した。  
 なお、これらの分布においては、底面のごく近くに逆転層が存在すること、お  
 よびその逆転層の大きさが、底面付近における振動流れと底面の性質によって  
 異なることが理論的にも実験的にも確かめられた。つぎに、この質量輸送が存  
 在すると、底面の底質はこれに伴って徐々に重複波の腹あるいは節の部分に集  
 まって砂堆を作ることを実験によって確かめた。さらに、この質量輸送は、その  
 大きさが2次のオーダーであるため小さいが、重複波による1次のオーダーの  
 周期的往復運動と重なった運動であるから、波がある程度大きければ、その合  
 成流は十分に底質を輸送する能力をもつこと、およびその質量輸送の方向と漂  
 砂の移動形式が漂砂の移動方向と密接な関係をもつことなどを実験的および理  
 論的に明らかにした。第4章では、まず、波による底質の移動限界について、  
 第2章で述べた波動境界層理論にもとづいて考察し、その移動限界が限界掃流  
 力の無次元表示  $u_{0l}^2 / \{ (\sigma/\rho) - 1 \} g d \tan \varphi$ 、 $u_{0l}^2 d / \nu$  および  
 $u_{0l} \delta / \nu$  (底面が粗面の場合にはさらに  $z_0 / \delta$ ) によって表わされることを  
 明らかにするとともに、実験によって底質の移動限界に及ぼす波の特性の効果  
 を詳細に検討し、上述の理論の妥当性を実証した。ついで、波による砂れんの  
 発生限界についても移動限界との関連において実験的に検討し、その発生限界  
 も移動限界と同じ表示で決定されることを示した。さらに、波による漂砂量の  
 算定法を確立する第一歩として、漂砂の移動形式別にその機構を考察し、掃流  
 漂砂の移動には波動による周期的往復運動による diffusion 的性質と質量輸  
 送による advection 的性質とが存在し、その合成によって漂砂量が決定され  
 ることを明らかにし、従来の実験水槽における漂砂量測定法には何らかの欠陥  
 があることを指摘した。つぎに浮遊漂砂については、浮遊砂量算定上、もっと  
 も重要な要素の一つである波による拡散係数について、実験ならびに現地観測  
 を行ない、その値を算定して、拡散係数が底面からの高さによって変わること、  
 および Reynolds 数や底面粗度によっても異なることを明らかにした。

第2編においては、漂砂に伴う地形変化の機構を明確にするために、漂砂が移動することによって生じる種々の現象、とくに、海岸侵食、港湾埋没や河口閉塞などの問題を取り上げ、これらの地形変化を、第1編でえられた基礎的な研究成果やその水理学的手法をできるだけ応用して分類するとともに、系統的な実験と現地観測によって、それらに及ぼす諸要素の効果を検討してきた。すなわち、第2章では、わが国海岸における海浜変形の実態とその問題点を指摘するとともに、2次元波動水槽を用いて波の作用による海浜変形を実験的に研究し、次元解析によって、海浜の平衡断面形や沿岸砂州の発生限界に及ぼす諸要素の効果を検討して、Johnsonの提案した無次元量 $H_o/L$ 以外にも、沖波波高と底質粒径の比 $H_o/d$ が重要な要素であることを見出し、沿岸砂州の発生限界が無次元量 $H_o/L$ と $H_o/d$ によって規定されることを示した。さらに、海浜変形に関する実験結果を現地海岸へ適用しようとする場合に問題となる縮尺効果についても検討し、やはり、模型底質の影響が無視できないことを明らかにした。第3章では、港湾埋没の問題を取り上げ、模型実験による埋没機構の究明と新砂模型実験の有用性を示した。まず、港湾埋没の機構が多様多様であって、これを一律に論ずることがきわめて困難なことを港湾埋没の実例によって示したが、一方著者はこうした問題が模型実験によって解決できる可能性のあることを明らかにした。すなわち、著者が行なった一漁港の埋没機構の究明に関する実験では、第1編で述べた重複波による質量輸送が埋没に重要な役割をはたしていることが明かとなり、こうした立場から埋没防止対策について若干の考察を試みた。また、こうした港湾では海岸構造物を設置すると、漂砂に微妙な影響を与え、埋没を助長する場合のあることも模型実験によって確かめた。さらに、こうした模型実験では漂砂に関する相似律の確立がきわめて重要であり、現地と模型底質の沈降速度がFroudeの相似則に従うように模型底質を選定すると、港湾の埋没過程を定量的に再現することができることを示した。

最後に、第4章では、河口閉塞、主に波による砂堆の形成と洪水流による砂州のフラッシュについて、実験ならびに現地観測の資料にもとづいて検討し、波による砂堆発達に対しては、河口の水深と沖波波高の比が重要な無次元量であることを底質の移動限界から推定し、実験によって確認した。また、洪水流

による砂州の崩壊については、Gorge 断面の安定性と運動量の関係にもとづいて論じ、河幅の拡張に関する図解法を示して、河川流量と Gorge 断面の流水断面積の関係を明らかにした。

以上、要するに本論文では、波動境界層理論にもとづいて、海底近傍における流れの挙動、とくにその内部機構について論じ、漂砂の移動機構との関連を明らかにしてきた。さらに、これらの研究成果をもとにして、漂砂の移動の結果生ずる海岸地形の変化を水理学的に解明してきたが、現象が複雑多岐にわたるためその全貌を明らかにすることは容易なことではない。また、海岸侵食、港湾埋没や河口閉塞などの災害を防止するという実地的な諸問題を解決するには、さらに漂砂移動の原因となる外力やその変動特性、ここでは触れなかった沿岸漂砂などについて今後研究を進める必要があるが、著者が本論文で述べた研究成果はそうした諸現象の解明に大いに寄与すると信じている。

最後に、本研究にあたり終始御指導、御鞭達を賜った石原藤次郎教授、岩垣雄一教授、土屋義人教授に対して深甚の謝意を表する次第である。